

**Wärmeübergang und Druckverlust bei
Feststoff-Flüssig-Suspensionen feiner Teilchen
im gesamten pumpfähigen Konzentrationsbereich**

von

Ludolf Plass

Erlangen 1972

Wärmeübergang und Druckverlust bei Feststoff-Flüssig-Suspensionen feiner Teilchen im gesamten pumpfähigen Konzentrationsbereich

Der Technischen Fakultät
der Universität Erlangen-Nürnberg
zur Erlangung des Grades
DOKTOR - INGENIEUR

vorgelegt

von

Ludolf Plass

Erlangen 1972



Als Dissertation genehmigt von
der Technischen Fakultät
der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der Einreichung: 14. Juli 1972
Tag der Promotion: 17. Nov. 1972
Dekan Prof. Dr. G. Meinardus

Berichterstatter Prof. Dr. O. Molerus
Prof. Dr. H. Hofmann

<u>Inhaltsverzeichnis</u>	Seite
1. <u>Einleitung und Aufgabenstellung</u>	5
2. <u>Stand der Forschung</u>	9
2.1. Abgrenzung der Strömungszustände	9
2.2. Wärmeübergang an Feststoff-Flüssig- und Feststoff-Gas-Suspensionen	13
2.3. Druckverlustmessungen bei dünnflüssigen Feststoff-Flüssig- und Feststoff-Gas-Suspensionen	20
2.4. Druckverlustmessungen bei Feststoff-Flüssig-Suspensionen im Konzentrationsbereich $c_v > 5 \%$	23
3. <u>Strömungsdynamische Grundlagen</u>	28
3.1. Turbulenzstruktur der vollausgebildeten einphasigen Rohrströmung	28
3.2. Strömung nahe fester Wände	36
3.2.1 Aufteilung der Rohrströmung, Abschätzung der Grenzschichtdicke	36
3.2.2 Logarithmisches Geschwindigkeitsprofil	37
3.2.3 Bestimmung der Konstanten des logarithmischen Geschwindigkeitsgesetzes aus Druckverlust- und Durchsatzmessungen	39

3.2.4	Analogiebeziehungen zwischen Impuls- und Wärmetransport aus der Prandtlischen Mischungswegtheorie	41
4.	<u>Ähnlichkeitskenngrößen</u>	44
4.1	Zusammenstellung der wichtigsten Kennzahlen	44
4.2	Größenabschätzung der Kennzahlen für die eigenen Versuche	46
4.3	Abschätzung der Partikelrelaxationszeiten für Differenz-Impuls und -Temperatur im Vergleich zur Lebensdauer der Turbulenzelemente	49
4.4	Folgerungen für die Intensität der Wechselwirkung zwischen Fluid- und Feststoffteilchen auf Grund der Größenabschätzungen unter Punkt 4.2 und 4.3	54
5.	<u>Modellvorstellung über die Wechselwirkung zwischen Fluid- und Feststoffteilchen in turbulenter Strömung</u>	59
5.1	Das optimale Verhältnis von Partikel- zu Turbulenzballenabmessung d_p / λ_g	60
5.2	Ableitung der Gleichung für das Mikrolängenmaß λ_g	61
5.3	Einfluß des Dichteverhältnisses (ρ_f / ρ_p) und der Partikel-Reynoldszahl	63

5.4	Einfluß der Feststoffkonzentration	69
5.5	Das Kolmogoroff-Mikrolängenmaß l_s	70
6.	<u>Experimenteller Teil</u>	71
6.1	Aufbau der Versuchsanlage	71
6.1.1	Suspensionskreislauf	72
6.1.2	Dampfkreislauf	74
6.2	Instrumentierung	75
6.2.1	Temperaturmessung	75
6.2.2	Einbau der Thermoelemente	76
6.2.3	Druckverlustmessung	77
6.2.4	Geschwindigkeits- und Konzentrations- messung	79
6.3	Durchführung der Versuche	80
6.4	Eichmessungen	82
6.4.1	Druckverluste	83
6.4.2	Wärmeübergang	84
6.4.3	Krümmendruckverluste	85

6.5	Versuchsmaterial	88
6.6	Versuchsauswertung und Statistik	91
7.	<u>Experimentelle Ergebnisse</u>	95
7.1	Wärmeübergang	95
7.2	Druckverluste in der geraden Rohrstrecke	101
7.3	Krümmendruckverluste	109
7.4	Von Kármán-Konstante	111
8.	<u>Diskussion</u>	116
8.1	Wärmeübergang	116
8.2	Vergleich mit der Modellvorstellung	120
8.3	Druckverluste im dünnflüssigen Suspensionsbereich	129
8.4	Druckverluste und Wärmeübergang bei hochkonzentrierten Suspensionen	134
8.5	Krümmendruckverluste	138
9.	<u>Zusammenfassung</u>	140
10.	<u>Anhang: Diagramme</u>	143
11.	<u>Formelzeichen</u>	157
12.	<u>Literaturverzeichnis</u>	162

1. Einleitung und Aufgabenstellung

Strömende Gemische aus Feststoffen und Gasen oder Flüssigkeiten werden als Suspensionen bezeichnet; sie gehören zur großen Gruppe der Zweiphasenströmungen. Beiden ist eine fluide Phase als Trägermedium für den suspendierten Feststoff gemeinsam, beide Strömungen sind bei der überwiegenden Zahl der technischen Anwendungsfälle turbulent. Bei Suspensionen mit nicht extrem feinen Teilchen, deren Dichte größer ist als die Dichte des Trägermediums, wird der strömungsdynamische Feststofftransport erst durch die Turbulenz ermöglicht.

Während aber bei einphasiger Strömung weitgehend bekannt ist, wie die Austauschgrößen für Impuls-, Wärme- und Stofftransport durch die Turbulenz beeinflusst werden, kennt man bei turbulenten Zweiphasenströmungen bislang nur wenig über die Wechselwirkung zwischen dem Trägerfluid und den Teilchen und der daraus resultierenden Beeinflussung der Austauschgrößen.

Eine theoretische Behandlung dieser Probleme wird dadurch außerordentlich erschwert, daß die Bewegung turbulenter Geschwindigkeitsfelder im allgemeinen zufällig ist und daher nur mit statistischen Methoden beschrieben werden kann^[1]. Im Fall der Rohrströmung ist das Geschwindigkeitsfeld außerdem stark inhomogen und nichtisotrop. Die Bewegung von Teilchen in diesem Feld ist demnach ebenfalls äußerst kompliziert. Sie wird unter anderem beeinflusst von der Turbulenzstruktur, dem Dichteunterschied

zwischen Teilchen und Fluid, dem Verhältnis von Teilchenabmessung zu Rohrdurchmesser und von der Feststoffkonzentration. Während bei Gas-Feststoff-Strömungen zumindest bei geringen Konzentrationen eine große Anzahl von experimentellen und auch theoretischen Arbeiten - vergleiche zum Beispiel die zusammenfassenden Darstellungen in den Büchern von Soo [2] und Boothroyd [3] - über die Beeinflussung von Wärmeübergang und Druckverlust durch feine Teilchen vorliegen, sind bei Flüssig-Feststoff-Suspensionen nur wenige Arbeiten bekannt [4-9]. Die Suspension wird dabei stets als eine homogene Flüssigkeit betrachtet. Eine geeignete Bestimmung der veränderten Stoffeigenschaften ermöglicht die Korrelation der Wärmeübergangsmessungen mit unterschiedlicher Genauigkeit durch Modifikation bereits bestehender Gleichungen einphasiger Strömungen oder durch direkte Dimensionsanalyse. Gezielte Untersuchungen über den Einfluß der Korngröße auf den Wärmeübergang wurden bisher nur von Brandon [10] durchgeführt. Die Ergebnisse zeigen, daß im Vergleich zu Gas-Feststoff-Suspensionen mit gleichem c_v eine begrenzte Steigerung des Wärmeübergangs möglich ist, die von der Reynolds-Zahl, der Teilchengröße und der Feststoffkonzentration abhängt. Der untersuchte Konzentrationsbereich ist mit $c_v < 1,2$ Vol% sehr klein.

Bei allen Anwendungen im hydraulischen Transport [11, 12] und in der chemischen Industrie [13-15] liegen die Feststoffbeladungen mit $c_v = 5-30$ Vol% jedoch erheblich höher.

Ziel dieser Arbeit ist es deshalb, für Suspensionen feiner Feststoffpartikel in Flüssigkeiten zur systematischen Klärung folgender Fragen beizutragen:

- 1.) Wie ist die Abhängigkeit der Wärmeübergangszahl von der Beladung im gesamten, pumpfähigen Konzentrationsbereich?
- 2.) Welchen Einfluß hat die Variation der Teilchengröße und/oder der Rohr-Reynoldszahl auf den Wärmeübergang in diesem Bereich?
- 3.) Von Brandon [10] wurde mit $c_v < 1,2$ Vol% bei feinen Teilchen nur der Anfangsbereich der Steigerung der α -Zahlen gemessen. Es ist zu untersuchen, ob bei höheren Beladungen eine weitere Steigerung möglich ist, vor allem, ob die Wärmeübergangszahl bei einer bestimmten Beladung ein Maximum aufweist.
- 4.) Von praktischem Interesse ist, ob eine genügend große Wärmeübergangssteigerung bei so feinen Teilchen möglich ist, daß der Einsatz einer dünnflüssigen Suspension zur Verbesserung des Wärmeübergangs in Wärmetauschern wirtschaftlich wird. Als Anwendungsbeispiele sind hier vor allem Kernkraftwerke und Meerwasserentsalzungsanlagen zu nennen.
- 5.) Für die Druckverlustmessungen gilt sinngemäß die gleiche Fragestellung wie für den Wärmeübergang unter den Punkten 1 und 2. Wichtig ist da-

rüber hinaus, ob eine Analogie zwischen Impuls- und Wärmeübertragung ähnlich der bei einphasigen Strömungen vorhanden ist.

- 6.) Druckverlustmessungen in Krümmern bei Fest-Flüssig-Suspensionen sind bisher in der Literatur nicht bekannt. Es ist zu untersuchen, welchen Einfluß die Variation der Korngröße und Konzentration haben.

Eine Klärung dieser Fragen ist nur auf experimentellem Weg möglich. An Hand der Versuchsergebnisse ist dann zu prüfen, ob und inwieweit Modellvorstellungen der turbulenten Impuls- und Wärmeübertragung einphasiger Strömungen auf die Zweiphasenströmung übertragen werden können, wo eine Anwendung durch Modifikation möglich ist und wo diese Modellvorstellungen versagen, weil die zugrunde liegende Turbulenzstruktur durch die Menge der anwesenden Teilchen zu stark verändert wird.

Sehr hoch konzentrierte Suspensionen feiner Teilchen können mit rheologischen Methoden für Nicht-Newtonsche Medien behandelt werden.

2. Stand der Forschung

2.1. Abgrenzung der Strömungszustände

Wegen der großen Variationsbreite von Korndurchmesser und Konzentration treten je nach der Kombination der beiden Variablen sehr verschiedenartige Phänomene auf. Eine Unterteilung der Literaturübersicht nach Druckverlust und Wärmeübergang allein reicht daher nicht aus.

Zusätzlich soll deshalb nach der Korngröße zwischen homogenen und heterogenen und nach der Konzentration zwischen dünn- und dickflüssigen Suspensionen unterschieden werden. Es ist außerdem zu prüfen, inwieweit Ergebnisse von Gas-Feststoff-Suspensionen zum Vergleich herangezogen werden können.

Nach Durand [56] verhalten sich Wasser-Sand-Suspensionen mit einer Korngröße kleiner 30 μm praktisch wie homogene Flüssigkeiten. Die Sinkgeschwindigkeit ist mit $w^* < 0,6 \cdot 10^{-3} \text{ m/sec}$ [23] so klein; daß die Feststoffe nur aussedimentieren, wenn die Flüssigkeit steht oder die Strömung laminar ist. Sobald Turbulenz eintritt, reicht die Bewegung der Turbulenzballen aus, um alle Entmischungseinflüsse auf Grund der Erdschwere auszugleichen. Für das hydrodynamische Verhalten sind die Gemischeigenschaften maßgebend. Der Feststoff ist nahezu gleichmäßig über den Rohrquerschnitt verteilt.

Suspensionen mit Korngrößen über 50 μm bezeichnet Durand als heterogene Gemische. Auf sie trifft die Bezeichnung Zweiphasenströmung in vollem Umfang zu, da die beiden Medien beim hydraulischen Transport

durch Wechselwirkung verknüpft, aber sonst voneinander unabhängig sind. Diese Unabhängigkeit äußert sich vor allem darin, daß eines der beteiligten Medien in Ruhe sein kann, während das andere fließt. Ein hydrodynamischer Feststofftransport ist nur möglich, wenn die für die jeweilige Feststoffart und die Rohrabmessung charakteristische Ablagerungsgeschwindigkeit überschritten wird. Dabei ist für den Korngrößenbereich zwischen 50 μm und 150 μm die Energie der turbulenten Bewegung noch genügend groß, um den gesamten Feststoff in Suspension zu tragen. Für Körnungen über 2 mm Teilchengröße ist dann ein "Springender Feststofftransport" [16] kennzeichnend.

Solange die Feststoffkonzentration in einem turbulent strömenden Fluid so gering ist, daß die Wechselwirkung der Teilchen untereinander im Vergleich zur Wechselwirkung Fluid/Teilchen vernachlässigbar ist, spricht man von dünnflüssigen Suspensionen. Deshalb kann das Verhältnis einer charakteristischen Partikelentfernung zum Partikeldurchmesser als Maß für die gegenseitige Beeinflussung der Teilchen gelten.

Zur Abschätzung dieses Verhältnisses lassen sich zwei Grenzfälle berechnen, zwischen denen der charakteristische Wert wahrscheinlich liegen wird.

Zum einen gilt nach der kinetischen Gastheorie [17] für die Mittlere Freie Weglänge von Partikeln, die mit ungehinderter Geschwindigkeit aufeinandertreffen:

$$\frac{\bar{\lambda}}{d} = \frac{1}{6\sqrt{2} \cdot c_v} \quad (1)$$

$$\text{mit} \quad c_v = n \cdot \frac{\pi}{6} \cdot d^3 \quad (2)$$

Als anderer Grenzfall läßt sich der Mittlere Abstand der Partikel als Kantenlänge des Würfels abschätzen, in dem sich ein Teilchen aufhält.

$$n = \frac{1}{\lambda_m^3} = \frac{6 \cdot c_v}{\pi \cdot d^3}$$

$$\frac{\lambda_m}{d} = \sqrt[3]{\frac{\pi}{6} \cdot \frac{1}{c_v}} \quad (3)$$

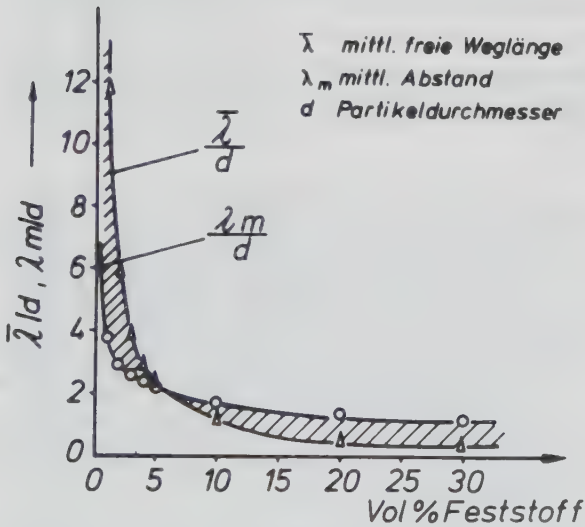


Abb. 1

Verhältnis der mittleren freien Weglänge $\bar{\lambda}/d$ und des mittleren Abstandes λ_m/d als Funktion der Konzentration.

Abb. 1 zeigt, daß bereits bei sehr geringen Konzentrationen ($c_v \geq 0,03$) eine erhebliche gegenseitige Beeinflussung der Teilchen zu erwarten ist. Daher können nur Suspensionen mit $c_v \leq 0,02$ als dünnflüssig bezeichnet werden. Wesentlich ist außerdem, daß das Kriterium hierfür die Volumen- und nicht die Massenkonzentration ist.

Bei einem Vergleich zwischen den bei Gas-Feststoff- und bei Flüssig-Feststoff-Suspensionen auftretenden Phänomenen ist zu beachten, daß das Verhältnis von Partikel- zu Fluidichte bei Gasen als Trägermedium im allgemeinen um den Faktor 1000 größer ist. Dieser Umstand beeinflußt die Strömung auf zweifache Art [18].

- 1.) Die Partikel haben gegenüber dem Gas eine wesentlich größere Trägheit, so daß die Partikelbahnen bei instationärer oder beschleunigter Strömung erheblich stärker von den Bahnen der Fluidteilchen abweichen. Feststoffe lassen sich weniger leicht beschleunigen als Fluidelemente, ihre Bahnkurven werden deshalb im Mittel weniger kurvig sein, was besonders bei turbulenter Strömung von Bedeutung ist.
- 2.) Bei gleicher Rohr-Reynoldszahl wird gegenüber Flüssigkeiten ein wesentlich größerer Anteil an turbulenter Energie benötigt, um die Teilchen in Suspension zu halten.

. Je nach Teilchengröße können sich mit flüssigen Trä-

germedien homogene oder heterogene Suspensionen bilden. Das ist bei Gas-Feststoff-Systemen praktisch nie möglich [3] .

Aus diesen Gründen werden bei Gas-Feststoff-Suspensionen zwar von der Tendenz her ähnliche Phänomene auftreten, direkte Vergleiche sind jedoch nur in sehr begrenztem Umfang möglich [3] .

2.2 Wärmeübergang an Feststoff-Flüssig- und Feststoff-Gas-Suspensionen

Eine Zusammenstellung der Parameterbereiche bei Wärmeübergangsmessungen an Feststoff-Flüssig-Suspensionen zeigt Tabelle 1 .

Die erste Veröffentlichung über Wärmeübergangsversuche an Feststoff-Flüssig-Suspensionen stammt von Bonilla [8] aus dem Jahr 1951. Untersucht wurde Kreide mit einer mittleren Korngröße von $1,85 \mu\text{m}$ bis zu einer Konzentration von 7 Vol%. Die Viskosität der Suspension wurde nach der Gleichung von Hatschek [70] ermittelt, die Wärmeleitfähigkeit gleich der von Wasser gesetzt und die spezifische Wärme als gewichtetes Mittel der beiden Komponenten angenommen. Oberhalb von $Re = 10^5$ ließen sich die Ergebnisse gut mit der Colburn-Gleichung [59] korrelieren, während für $Re < 10^5$ mit steigender Konzentration ein immer stärkerer Abfall gegenüber den Wasserwerten auftrat. Mit einer empirischen Korrektur für diesen Konzentrationseinfluß ergab sich folgende Korrelations-

gleichung (Genauigkeit ca. 10 %):

$$j = Nu \cdot Pr^{-1/3} = 0,0438 Re^{0,758} - 555x \quad (4)$$

x bezeichnet den Gewichtsanteil an Feststoff.

Für den Einfluß von Korngröße und Konzentration zeigen die Ergebnisse folgende Tendenzen:

- 1.) Die Zugabe sehr feinkörniger Kreide ergibt für $Re < 3 \cdot 10^5$ keine Steigerung im Wärmeübergang.
- 2.) Bei allen Re -Zahlen nimmt der Wärmeübergang mit der Konzentration ab. Dieser Effekt tritt besonders für $Re < 10^5$ auf.

Orr und Dallavalle [4] untersuchten Wassersuspensionen mit verschiedenen Arten von Feststoffen. Die Wärmeleitfähigkeit der Suspensionen wurde in Analogie zum elektrischen Feld [55] nach der Gleichung

$$\lambda_s = \lambda_f \frac{2\lambda_f + \lambda_p - 2c_v (\lambda_f - \lambda_p)}{2\lambda_f + \lambda_p + c_v (\lambda_f - \lambda_p)} \quad (5)$$

berechnet. Eine experimentelle Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit von Suspensionen ergab gute Übereinstimmung mit Gleichung (5). Die anderen Stoffeigenschaften wurden in ähnlicher Weise bestimmt wie bei Bonilla. Auf dieser Basis ließen sich die Messungen gut mit der Gleichung nach Sieder und Tate [60] korrelieren.

$$Nu = 0,027 Re^{0,8} \cdot Pr^{1/3} \cdot (\eta_{f1}/\eta_w)^{0,14} \quad (6)$$

Tabelle 1 Parameterbereiche bei Wärmeübergangsmessungen an
Feststoff-Flüssig-Suspensionen aus der Literatur

Ref.	Trägerfluid	Feststoff	max. Feststoff- gehalt	Korngröße (μm)	Rohrdurch- messer (mm)	Strömungs- geschwindigkeit (m/sec)	Re ¹⁾
[8]	Wasser	Kreide	7 Vol %	1,85	36,2	0,35 - 3,5	10^4 -3,12·10 ⁵
[4]	Wasser Ethylen- Glykol	Kupferpulv.	4	3,3	9,55	<6,55	<1,8·10 ⁵
		Glaskugeln	17	35/260			
		Graphit	17	< 77			
		Aluminium	1,5	< 44			
[5]	Wasser	Kupferpulv.	1,3	21/45/63	12,7	2,1 - 7,2	$1,4 \cdot 10^4$ -1,6·10 ⁵
		Kohle	2,0	10			
		Silica	2,0	1,5			
		Kreide	4,0	2,5			
[9]	Wasser Kerosin	Graphit	10 Vol %	150	25,4	1,2-3,4	10^4 -1,4·10 ⁵
		Sand/Aluminium	2,5	142	12,7	1 - 5,5	$4 \cdot 10^3$ -2·10 ⁶
[6]	Wasser	Eisen/Kohle	2,5	142			
		Sand	1,8	52			
		Kalkstein	1,5	225/925			
[7]	Wasser	Thoriumoxyd	10 Vol %	41	26,6	< 9,4	$4 \cdot 10^3$ -2·10 ⁶
[10]	Wasser	Glaskugeln	1,3 Vol %	10 - 860	27	< 3,3	$2 \cdot 10^4$ -9·10 ⁴

1) Reynoldszahl bezogen auf die Stoffwerte des Trägerfluids

Die Ergebnisse können jedoch wegen experimenteller Unsicherheiten nicht zum Vergleich herangezogen werden. Eine Prüfung der Wärmebilanzen ergab Abweichungen bis zu 20 % zwischen der von der Suspension aufgenommenen und der vom kondensierenden Dampf abgegebenen Wärmemenge.

Miller [9] hat Graphit-Wasser- und Graphit-Kerosin-Suspensionen bis $c_v \approx 5 \%$ untersucht. Die Meßergebnisse sind aber ebenfalls nicht zu verwerten, weil sich die Korngröße während der Versuche durch Abrieb sehr stark verringerte.

Eine Analyse der Ergebnisse von Salamone [5] im Reynolds-Zahlen-Bereich von 60 000 bis 160 000 bei 12,7 mm Rohrdurchmesser zeigte für einen Teil der untersuchten Feststoffe in der Tendenz eine leichte Steigerung des Wärmeübergangs. Kupferkugeln mit $d_{p50} = 21 \mu\text{m}$ und $c_v = 0,7 \%$ bzw. $c_v = 1,3 \%$ ergaben bei gleicher Re-Zahl etwa 6 - 10 % höhere Wärmeübergangszahlen als Wasser allein. In der gleichen Größenordnung lagen auch Kreidesuspensionen mit $d_{p50} = 2,5 \mu\text{m}$ und $c_v = 1 \%$ bzw. $c_v = 4 \%$. Praktisch gleiche Werte wie für Wasser ergaben sich in dieser Untersuchung für 21 μm - und 53 μm -Kupferkugeln bei $c_v \approx 0,3\%$ und für 10 μm -Kohleteilchen bei $c_v \approx 1,3 \%$.

Aus der Korrelation dieser Ergebnisse durch eine Dimensionsanalyse erhielt Salamone folgende Gleichung:

$$\frac{\alpha D}{\lambda_f} = 0,131 \left(\frac{D \cdot \bar{u}_S \cdot \rho_S}{\eta_S} \right)^{0,62} \cdot \left(\frac{C_f \cdot \eta_S}{\lambda_f} \right)^{0,72} \cdot \left(\frac{\lambda_p}{\lambda_f} \right)^{0,72} \cdot \left(\frac{D}{dp} \right)^{0,05} \cdot \left(\frac{C_p}{C_f} \right)^{0,35} \quad (7)$$

Eine effektive Wärmeleitfähigkeit λ_f wurde aus den Versuchen bestimmt. Zur Ermittlung der Suspensionsviskosität wurde mit dem gemessenen Druckverlustbeiwert nach der v. Kármán-Gleichung:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2,0 (\log Re \cdot \sqrt{\lambda}) - 0,8 \quad (8)$$

die Re-Zahl und daraus die Viskosität errechnet. Diese Methode kann höchstens bei sehr geringen Konzentrationen angewendet werden.

Thoriumoxid-Schlämme mit einer Korngröße unter 1 μm wurden von Thomas [7] untersucht. Die Ergebnisse konnten mit dem Nicht-Newtonschen Verhalten dieser Suspensionen erklärt werden. Durch eine geeignete Bestimmung der Stoffwerte ließen sich die Messungen mit der Sieder-Tate-Gleichung korrelieren.

Suspensionen mit Teilchengrößen über 50 μm wurden von Kofanov [6] untersucht, die gröbste Körnung ist mit $d_p = 925 \mu\text{m}$ angegeben. Die Versuchsergebnisse wurden ebenfalls auf der Basis der Dimensionsanalyse korreliert. Eine Analyse dieser Ergebnisse im Bezug auf den Einfluß von Korngröße und Konzentration ist wegen der fehlenden Versuchsdaten nicht möglich.

Allen bisher genannten Arbeiten ist gemeinsam, daß lediglich mit Hilfe der Dimensionsanalyse ein Satz von Meßdaten korreliert wurde. Die Suspensionen wurden stets als homogene Flüssigkeiten mit veränderten Eigenschaften betrachtet. Eine physikalische Deutung der durch die Feststoffzugabe bewirkten Phänomene wurde nicht versucht.

In einer Untersuchung über die Wechselwirkung zwischen Fluid- und Feststoffteilchen in turbulenter Strömung führte Brandon [10] Wärmeübergangsmessungen an dünnflüssigen Suspensionen ($c_v < 1,2 \%$) mit Wasser als Trägermedium durch. Die Feststoffe waren eng fraktionierte Glaskugeln mit Korngrößen zwischen 20 μm und 860 μm . Korngröße und Konzentration wurden in den Versuchen systematisch variiert. Die Ergebnisse zeigen eine Steigerung des Wärmeübergangs, die von der Korngröße, der Konzentration und von der Rohr-Reynoldszahl abhängt. Brandon nahm an, daß die Steigerung der Wärmeübergangszahl dann am größten ist, wenn die Partikelgröße von der Größenordnung des Kolmogoroff-Längenmaßes

$$l_s = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{1/4} \quad (9)$$

der Rohrturbulenz ist. Durch Abschätzung des maximalen, lokalen Anteils der turbulenten Energiedissipation ϵ aus der Druckverlustenergie ergab sich folgende Gleichung für das Längenmaß:

$$l_s = D \cdot \text{Re}^{-11/16} \quad (10)$$

Der Einfluß des Dichteunterschiedes wurde mit der Annahme berücksichtigt, daß die Wechselwirkung zwischen Fluid- und Feststoffteilchen gleicher Größenordnung ihren Massen proportional ist. Damit ließ sich eine Beziehung für den optimalen Teilchendurchmesser angeben:

$$d_p = \alpha \cdot D \cdot \text{Re}^{-11/16} \left(\frac{\rho_f}{\rho_p} \right)^{1/3} \quad (11)$$

Die empirische Konstante α wurde aus Versuchen bei $c_v = 0,7\%$ für Flüssig-Feststoff-Suspensionen mit $\alpha \approx 10$ und für Gas-Feststoff-Suspensionen mit $\alpha \approx 13$ ermittelt. In der Zusammenfassung seiner Ergebnisse gibt Brandon an, daß die maximale Steigerung des Wärmeübergangs im Reynolds-Zahlen-Bereich zwischen 20 000 und 90 000 bei Partikelgrößen zwischen $d_{p50} = 50 \mu m$ und $d_{p50} = 100 \mu m$ liegt. Nach Bild 23, Seite 88 seiner Arbeit liegt zum Beispiel bei $Re = 40 000$ der optimale Teilchendurchmesser etwa zwischen $50 \mu m$ und $80 \mu m$. Im Gegensatz dazu errechnet sich für dieselbe Reynolds-Zahl und das Dichteverhältnis $(\rho_p/\rho_f) = 2,5$ aus Gleichung (11) ein optimaler Partikeldurchmesser von $d_{p50} = 130 \mu m$, also rund der doppelte Wert. Es scheint, daß das von Brandon mit $d_p/l_s = 7$ angegebene optimale Verhältnis zwischen Partikel- und Fluidballenabmessung zu groß bestimmt wurde.

Eine Übersicht über den gegenwärtigen Stand des Wissens beim Wärmeübergang an Gas-Feststoff-Suspensionen findet sich bei Boothroyd [3]. Trotz der im Vergleich zu Flüssig-Feststoff-Suspensionen sehr großen Menge an Versuchsdaten ist es immer noch schwierig, den Wärmeübergang bei einer beliebigen Suspension vorauszuberechnen. Als Resümee aus den bisherigen Untersuchungen gibt Boothroyd folgende Tendenzen an:

Die Wärmeübergangszahl α_s der Suspension steigt gegenüber dem α -Wert von reinem Gas bei

- 1.) Verringerung des Teilchendurchmessers
- 2.) niedrigen Werten der Rohr- Reynoldszahl
- 3.) Vergrößerung des Rohrdurchmessers
- 4.) Zunahme der Feststoffkonzentration

Die Steigerung von α_s mit abnehmendem d_p gilt jedoch anscheinend nur bis $d_p \approx 30 \mu\text{m}$. Untersuchungen mit einer Teilchengröße unterhalb $5 \mu\text{m}$ [20,21] ergaben keine Steigerung des Wärmeübergangs. 1966 analysierten Pfeffer, Rossetti und Lieblein [22] eine Reihe von experimentellen Arbeiten über Gas-Feststoff-Suspensionen im Reynolds-Zahlen-Bereich zwischen 50 000 und 100 000. Sie kamen zu dem Ergebnis, daß eine Variation der Teilchengröße zwischen $30 \mu\text{m}$ und $150 \mu\text{m}$ auf den Wärmeübergang nur geringen und auf den Druckverlust praktisch keinen Einfluß hat.

2.3 Druckverlustmessungen bei dünnflüssigen Feststoff-Flüssig- und Feststoff-Gas-Suspensionen.

Durch die Zugabe feiner, aber nicht kolloidaler Teilchen in geringer Konzentration zu Wasser kann der Druckverlust in der Strömung verringert werden. Auf diesen Effekt weist Zandi [12] in einem Übersichtsartikel hin. Diese Tendenz wurde von Mc Math [24] bei der Strömung des Flusses Mississippi entdeckt und von Vanoni durch Kanalmessungen im Labor bestätigt [25]. Experimente von Zandi [12] mit feiner Kohle, Holzkohle und Asche im Konzentrationsbereich zwischen 0,1 und 0,5 Vol% zeigten ebenfalls eine Abnahme des Druckverlustes. Als Erklärung für diesen Effekt wurde von verschiedenen Autoren eine Dämpfung der turbulenten Schwankungskomponenten der Strömungsgeschwindigkeit angenommen [26]. Andere Untersuchungen ergaben jedoch einen Anstieg der radialen Turbulenzkomponente [27]. Eine Methode zur Vorausberechnung dieses Effektes ist bislang unbekannt.

Wenn das Feststoff-Flüssig-System auf Grund der Kombination von Konzentration, Teilchengröße und Strömungsgeschwindigkeit homogen ist und weder eine Verminderung des Druckverlustes noch ein Nicht-Newtonsches Verhalten auftritt, so läßt sich nach [28] der Druckverlust nach der Gleichung für die einphasige Strömung

$$\Delta p = \lambda \cdot \frac{L}{D} \cdot \rho_s \cdot \frac{u^2}{2} \quad (12)$$

errechnen, wobei für ρ_s die Dichte der Suspension einzusetzen ist. Der Reibungsbeiwert kann aus dem λ -Re-Diagramm einphasiger Strömungen entnommen werden, wenn die Reynolds-Zahl mit der Viskosität der Suspension berechnet wird [28]. Nach Kofanov [6] läßt sich der Druckverlust von Feststoff-Flüssig-Suspensionen mit einer Genauigkeit von $\pm 10\%$ nach der Blasius-Gleichung

$$\lambda = \frac{0,316}{Re^{0,25}} \quad (13)$$

ermitteln, wobei die Dichte und die Viskosität ebenfalls der Mischung entsprechend zu berechnen sind. Von Brandon [10] wurden bei konstanter Re-Zahl Druckverlustmessungen durchgeführt. Die höchste Konzentration betrug 1,2 Vol%. Es wurde eine leichte Steigerung des Druckverlustes mit steigender Korngröße bei 20, 50, 70 und 170 μm gemessen. Für die gröberen Körnungen bis 560 μm blieb der Druckverlust konstant. Die Druckverlustunterschiede zwischen den einzelnen Korndurchmesserstufen betrugen jedoch nur 1 bis 2 %.

Alle Untersuchungen zum hydraulischen Feststoff-Transport befassen sich mit mehr oder weniger dickflüssigen Suspensionen [12].

Druckverlustmessungen bei dünnflüssigen Gas-Feststoff-Suspensionen zeigen ähnlich unterschiedliche Tendenzen wie Flüssig-Feststoff-Systeme. Aus der umfangreichen Literatur werden darum nur einige Arbeiten genannt, in denen diese Phänomene deutlich werden. Im übrigen wird auf die zusammenfassende Darstellung in den Büchern von Soo [2], Boothroyd [3] und Zenz und Othmer [32] verwiesen. Von Soo [29] wurde bei 35 μm -Magnesiumoxid-Teilchen in Luft in einem 125 mm-Rohr bei $\text{Re} = 2,9 \cdot 10^5$ mit steigender Beladung zunächst ein Abfall und erst dann ein Anstieg des Druckverlustes gemessen. Ergebnisse von Haque und Boothroyd [30] weisen für Zink-Teilchen kleiner 40 μm bei $\text{Re} = 35\ 000$ bis 80 000 in einem 50 mm-Rohr nur eine Steigerung des Druckverlustes mit der Konzentration auf. In beiden Untersuchungen lagen die Konzentrationen unter $c_v = 0,5\ \%$. Über den Einfluß der Korngröße liegen ebenfalls unterschiedliche Ergebnisse vor.

Nach Pfeffer, Rossetti und Lieblein [22] hat die Korngröße im Bereich zwischen 30 μm und 150 μm keinen Einfluß auf den Druckverlust. Metha, Smith und Cummings [31] haben in einem 12,7 mm-Rohr Druckverluste an Suspensionen mit 36 μm und 97 μm Glaskugeln sowohl im vertikalen wie im horizontalen Transport gemessen. Die höchste Konzentration betrug etwa 1 Vol%. Bei gegebener Konzentration und Gasgeschwindigkeit ergab sich für die 97 μm -Teilchen ein größerer Druckverlust als für die 37 μm -Teilchen.

2.4

Druckverlustmessungen bei Feststoff-Flüssig-Suspensionen im Konzentrationsbereich $c_v > 5\%$

Grundlegende Arbeiten über den Druckverlust bei Feststoff-Flüssig-Suspensionen in weiten Teilchengrößen-, Konzentrations- und Geschwindigkeitsbereichen wurden von Durand [56] und Newitt [51] durchgeführt. Die Ergebnisse zeigen, daß im Bereich homogener Suspensionen bei konstanter Feststoffkonzentration der Suspensionsdruckverlust mit steigender Strömungsgeschwindigkeit gegenüber dem Wert bei reinem Wasser immer stärker anwächst.

Newitt gibt zur Berechnung des Druckverlustes im homogenen Bereich folgende Gleichung an:

$$\frac{(\Delta p/L)_s - (\Delta p/L)_f}{c_v \cdot (\Delta p/L)_f} = \frac{\rho_s - \rho_f}{\rho_f} \quad (14)$$

Gleichung (14) beruht auf der Annahme, daß der Druckverlustbeiwert λ bei Suspensionen unverändert bleibt. Diese Annahme kann nur dann angenähert erfüllt sein, wenn Feststoff- und Fluidichte ungefähr gleich sind und die Zähigkeit der Suspension nicht sehr von der des Trägerfluids abweicht.

Hoppe [72] hat sehr feinkörnige Kohle-Wasser-Suspensionen im laminaren und im turbulenten Bereich untersucht. Die Suspensionen zeigen bei hohen Konzentrationen im laminaren Bereich ein stark ausgeprägtes Nicht-Newtonsches Verhalten. Zur Darstellung der Ergebnisse wird das allgemeine Fließgesetz in

der Form

$$\tau = \tau_0 + k' \left(-\frac{d\bar{u}}{dr} \right)^{n'} \quad (15)$$

verwendet. τ_0 wird als Fließspannung, k' als Steifigkeitsziffer und n' als Strukturziffer bezeichnet.

Im turbulenten Bereich münden die Druckverlustbeiwerte λ der Kohlesuspensionen bei höheren allgemeinen Reynolds-Zahlen nach Metzner [74,75]

$$Re_a = \frac{D^{n'} \cdot u^{2-n'} \cdot \rho}{k' \cdot 8^{n'-1}} \quad (16)$$

in die für Wasser gemessenen λ -Werte ein. Im Übergangsgebiet laminar/turbulent liegen sie zum Teil erheblich darunter.

Messungen von Haroske und Reher [73] an sehr feinkörnigen Schlämmerkide-Wasser-Suspensionen mit Feststoffkonzentrationen bis 48 Vol% zeigen im laminaren Bereich ebenfalls ein ausgeprägtes Nicht-Newtonsches Verhalten, während sich die Fließkurven im nicht-laminaren Bereich immer mehr dem Newtonschen Verhalten annähern.

Nach Govier und Charles [23] können homogene Feststoff-Flüssig-Suspensionen bei hohen Konzentrationen entweder durch das Fließgesetz für Bingham-Medien oder nach dem Exponentialgesetz

$$\tau = k' \left(-\frac{du}{dr} \right)^{n'} \quad (17)$$

beschrieben werden. Bei Bingham-Medien gilt für

die Strukturziffer in Gleichung (15) $n' = 1$.

Um das Nicht-Newtonsche Verhalten eines bestimmten Mediums durch das dafür geeignete Fließgesetz zu beschreiben, muß vor allem bekannt sein, ob bei dem Medium eine Fließspannung τ_0 auftritt. Dazu sind Messungen im laminaren Bereich bei möglichst geringen Schergeschwindigkeiten erforderlich. Zusammenfassende Darstellungen der verschiedenen Fließgesetze sowie ihrer Anwendung werden zum Beispiel in den Büchern von Reiner[77], Eirich[78] und Skelland[76] gegeben.

Die Schwierigkeit der definitiven Zuordnung eines bestimmten Fließgesetzes zu dem gemessenen Verhalten eines Nicht-Newtonschen Fluids wird bei Metzner und Reed[74] sowie Dodge und Metzner[75] weitgehend vermieden. Bei hydraulisch glatten Rohren und zeitunabhängigem Nicht-Newtonschen Verhalten kann ohne Berücksichtigung der Art des Fließgesetzes für den Reibungsfaktor f auf der Basis der allgemeinen Reynolds-Zahl Re_a nach Gleichung (16) das Reibungsfaktor/Reynolds-Zahl-Diagramm Newtonscher Flüssigkeiten verwendet werden. Der Umschlagspunkt vom laminaren zum turbulenten Bereich hängt von der Größe der Strukturziffer n' in der Weise ab, daß der Umschlag mit abnehmendem n' bei immer größeren Werten von Re_a erfolgt. Die Faktoren k' und n' ändern sich im allgemeinen mit der Schergeschwindigkeit und müssen aus Versuchen bestimmt werden.

Für den vollturbulenten Bereich wurde von Dodge und Metzner auf theoretischer Grundlage eine Gleichung zur Bestimmung des Druckverlustes Nicht-

Newtonscher Flüssigkeiten entwickelt. Obwohl die Untersuchungen streng nur für Medien gelten, deren Zustandsgleichung das Potenzgesetz ist, läßt sich zeigen, daß die Gleichung auch für Stoffe mit abweichendem Verhalten angewendet werden kann.

Die Form der endgültigen Gleichung ist der von Kármán-Gleichung bei Newtonschen Flüssigkeiten sehr ähnlich.

$$\sqrt{\frac{1}{f}} = \frac{4,0}{n^{0,75}} \log \left[\text{Re}_a \cdot f^{1-\frac{n}{2}} \right] - \frac{0,4}{n^{1,2}} \quad (18)$$

Die Anwendbarkeit der Methode im laminaren und turbulenten Bereich Nicht-Newtonscher Medien wird unter anderem auch durch experimentelle Ergebnisse von Zement-Wasser-Suspensionen sowie von Schlämmen gut bestätigt [74].

Bei heterogenen Suspensionen weisen die Druckverlustkurven für konstante Konzentration ein ausgeprägtes Minimum auf, das sich mit steigender Konzentration zu höheren Geschwindigkeiten verlagert. (Vergleiche Abb. 20 auf Seite 102). Das Minimum kennzeichnet den Übergangsbereich von "springendem Feststofftransport" mit einem stationären Bett zur heterogenen Suspensionsströmung, bei der die Teilchen schwebend transportiert werden. Erst bei sehr hohen Geschwindigkeiten ($\bar{u} > 5 \text{ m/sec}$) [23] ist das Konzentrationsprofil über dem Querschnitt so weit ausgeglichen, daß man von einer pseudo-homogenen Strömung auch bei groben Teilchen sprechen kann. Es ist bisher nicht möglich, die verschiedenen Arten des

Feststofftransports bei heterogenen Suspensionen durch eine einzelne Gleichung zu beschreiben. Eine vergleichende Untersuchung von Zandi[12] zeigt, daß die Ergebnisse zum Teil erheblich streuen. Im Bereich des heterogenen Suspensionstransports, wo die Teilchen bei stark ungleichmäßigem Konzentrationsprofil schwebend gefördert werden, ist die Streuung gegenüber der Gleichung von Durand noch am geringsten. Aber auch hier sind die Abweichungen so groß, daß weitere Untersuchungen zur Klärung der Einflußfaktoren notwendig sind. Die Teilchengröße liegt bei nahezu allen Arbeiten über den Transport heterogener Suspensionen im Millimeter-Bereich und ist damit erheblich größer als die mit $d_{p50} = 120 \mu\text{m}$ grösste Körnung bei den eigenen Versuchen. (Vergleiche unter Punkt 6.5).

3. Strömungsdynamische Grundlagen

Bei dünnflüssigen Suspensionen kann die Wechselwirkung zwischen den Teilchen vernachlässigt werden. Damit ist die Bewegung der Teilchen auf Grund der Turbulenzstruktur des Strömungsfeldes und die daraus resultierende Wechselwirkung zwischen Fluidwirbeln und Partikeln maßgebend für die durch die Feststoffzugabe bewirkten Phänomene.

3.1 Turbulenzstruktur der voll ausgebildeten einphasigen Rohrströmung

Die Beschreibung der Turbulenzstruktur folgt der Darstellung, die in den Büchern von Hinze [1], Rotta [19] und Batchelor [33] gegeben wird.

Bei turbulenter Strömung kann man die Geschwindigkeit u_i zu einem Zeitpunkt als Summe aus einem mittleren und einem Schwankungsanteil auffassen.

$$u_i = \bar{u}_i + u_i'$$

Im zeitlichen Mittel verschwindet der Schwankungsanteil, so daß für große Zeiten gilt:

$$\overline{u_i + u_i'} = \bar{u}_i$$

Die Turbulenz stellt die Bewegung eines Kontinuums dar, d.h. die Bewegungen an benachbarten Punkten des Strömungsfeldes sind statistisch nicht unabhängig voneinander. Zur Beschreibung dieser stetigen Zufalls-

felder dienen "gemeinsame Wahrscheinlichkeitsdichten" (zentrale Momente höherer Ordnung), die die Beziehungen zwischen Geschwindigkeiten oder anderen Feldgrößen an verschiedenen Punkten des Raumes und zu verschiedenen Zeiten kennzeichnen.

Die wichtigsten und am häufigsten verwendeten zentralen Momente sind die zweiter Ordnung. Sie sind als Korrelationen zwischen den Fluktuationen zweier Geschwindigkeitskomponenten an zwei Punkten zu verschiedenen Zeiten definiert.

$$R_{i,j}(\underline{x}, t, \underline{x} + \underline{r}, t + \tau) = \frac{u_i'(\underline{x}, t) u_j'(\underline{x} + \underline{r}, t + \tau)}{\left[u_i'^2(\underline{x}, t) u_j'^2(\underline{x} + \underline{r}, t + \tau) \right]^{1/2}} \quad (19)$$

In Gleichung (19) bezeichnet $\underline{r}$ den Abstand zweier Meßpunkte und τ die Zeitverschiebung zwischen zwei Messungen.

Für große Werte von $|\underline{r}|$ und $|\tau|$ werden die Geschwindigkeitskomponenten u_i' und u_j' statistisch voneinander unabhängig, der Korrelationskoeffizient geht gegen Null. Sind die beiden Geschwindigkeitskomponenten gleichgerichtet ($i = j$), so spricht man von Autokorrelation.

Mit den Korrelationsfunktionen lassen sich folgende integrale Längen- und Zeitmaßstäbe definieren:

$$L_{i,j,k}(\underline{x}, t) = \frac{1}{2 u_i'(\underline{x}, t) u_j'(\underline{x}, t)} \int_{-\infty}^{+\infty} R_{i,j}(\underline{x}, t, \underline{r}_k, 0) d\underline{r}_k \quad (20)$$

$$T_{ij}(\underline{x}, t) = \frac{1}{2 \overline{u_i'(\underline{x}, t) u_j'(\underline{x}, t)}} \int_{-\infty}^{+\infty} R_{ij}(\underline{x}, t, 0, \tau) d\tau \quad (21)$$

Unter starker Vereinfachung läßt sich das Längenmaß deuten als Größe einer momentanen einheitlich bewegten Fluidmasse. Es stellt somit eine quantitative Größe für den Begriff des Turbulenzballens dar. Das Integralzeitmaß kennzeichnet in etwa die Zeit, die ein solcher Turbulenzballen benötigt, um einen ortsfesten Punkt zu passieren. Zur weiteren Kennzeichnung des turbulenten Feldes wurde von Taylor das "Mikro-Längenmaß" λ_{ij} eingeführt.

In Abb. 2 ist eine räumliche Autokorrelationsfunktion dargestellt [19]. Für den Fall homogener Turbulenz in Richtung der beiden Punkte 1 und 2 lassen sich die beiden Längenmaße geometrisch deuten.

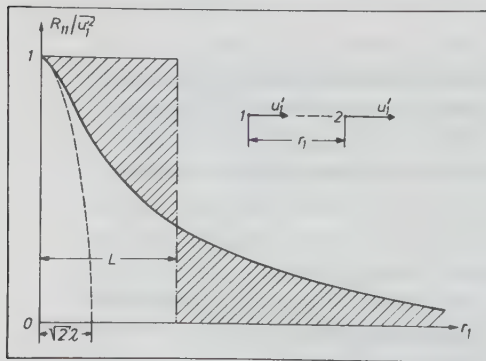


Abb. 2

Räumliche
Autokorrelations-
funktion

Entsprechend Abb. 2 gilt für das Integral-Längenmaß

$$L_A = \frac{1}{\overline{u_1'^2}} \int_0^{\infty} R_{11} dr_1 \quad (22)$$

und für das Mikro-Längenmaß

$$\lambda_g = \sqrt{\frac{u_1'^2}{-\partial^2_{R_{11}}/\partial r_1^2}} \quad (23)$$

Turbulenzmessungen in Rohren [71] haben ergeben, daß beide Längenmaße mit steigender Reynolds-Zahl und abnehmendem Wandabstand kleiner werden. Die Gesamtstruktur der turbulenten Scherströmung setzt sich also aus Elementen sehr unterschiedlicher Größe zusammen.

Durch die Zerlegung des Geschwindigkeitsfeldes mit Hilfe der Frequenzanalyse kommt man zum Begriff des Spektrums der turbulenten Strömung. Definiert man die Wellenzahl k als

$$k = \frac{2\pi}{\text{Wellenlänge}}$$

und $F(k)$ als den prozentualen Anteil des quadratischen Mittelwertes der Schwankungsgeschwindigkeit u'^2 der auf den Bereich zwischen k und $k + dk$ entfällt, so erhält man mit $F(k)$ die spektrale Verteilung von u'^2 . Die Größe von u'^2 ist ein Maß für die turbulente Energie der Strömung. Mathematisch gesehen stellt die Spektralfunktion $F(k)$ die Fourier-Transformierte der Autokorrelationsfunktion dar. Da die Turbulenzballengröße durch die Wellenlänge spezifiziert wird, sind Wellenzahl und Fluidelementgröße zueinander umgekehrt proportional. Auf Grund der Analyse der Verteilungsdichte der turbulenten Energie und der Dissipation im Wellenzahlenraum ergibt sich folgendes Bild:

Das Maximum des Energiespektrums liegt bei großen

Turbulenzballenabmessungen. Bereits bei mäßig grossen Reynolds-Zahlen erfolgt fast die gesamte Dissipation bei den kleinen Turbulenzelementabmessungen, deren Beitrag zur Gesamtenergie vernachlässigbar klein ist. Es muß also ein Energietransport von den großen zu immer kleineren Turbulenzelementen erfolgen, bis die Zähigkeitswirkung bei den kleinsten Ballen schließlich ausreicht, um die turbulente Energie in Wärme zu dissipieren. Die Natur dieses Transportprozesses ist bis heute weitgehend unbekannt.

Mit steigender Reynolds-Zahl erfolgt die Dissipation bei immer größeren Wellenzahlen, so daß das Maximum des Dissipations- und das des Energiespektrums immer weiter auseinanderrücken, ohne daß sich die Form der Spektren wesentlich ändert. Nimmt man an, daß die Wechselwirkung zwischen den Turbulenzballen gleicher Größenordnung am stärksten ist und mit wachsender Größendifferenz abnimmt, so kann man folgern, daß die Bewegung der großen Turbulenzelemente statistisch entkoppelt ist von der der kleinen Elemente [19]. Auf Grund dieser Beobachtungen wurde von Kolmogoroff [1] die Hypothese lokaler Ähnlichkeit für die Bewegung der kleinzelligen Turbulenz bei großen Reynolds-Zahlen aufgestellt. Lokale Ähnlichkeit bedeutet hierbei, daß der turbulente Bewegungszustand in einem bestimmten Bereich von der äußeren Strömungskonfiguration unabhängig ist. Deshalb findet man ein solches, auch als lokal isotrop bezeichnetes Gebiet in beliebigen turbulenten Strömungen, wenn die mit dem Integral-Längenmaß l_λ und der Schwankungsgeschwindigkeit $\sqrt{u'^2}$ gebildete Reynolds-

$$\text{Zahl} \quad \text{Re} = \frac{\sqrt{u'^2} \cdot l_{\Delta}}{\nu}$$

genügend groß und die Abmessung des Gebietes klein gegen l_{Δ} ist. Bei der vollturbulenten Rohrströmung kann der Bereich der Übergangsschicht zwischen $5 < y^* < 60$ wegen der hier erzeugten, kleinzelligen Turbulenz als solches lokalisotropes Gebiet bezeichnet werden.

Da die großen Turbulenzballen (energy containing eddies) den Hauptteil der kinetischen Energie der Schwankungsbewegung enthalten, bestimmen sie bei der vollturbulenten Strömung auch den Betrag der pro Zeiteinheit dissipierten Energie. Der Bewegungszustand der hochfrequenten, kleinen Turbulenzzellen wird sich je nach der Reynolds-Zahl des Rohres so einstellen, daß die von den großen Turbulenzelementen angelieferte kinetische Energie dissipiert wird.

Damit ergibt sich für die kleinzellige Turbulenz ein Bewegungszustand statistischen Gleichgewichts, bestimmt durch die auf sie übertragene und von ihnen dissipierte Energie. Kennzeichnend hierfür sind nur die kinematische Viskosität ν [m^2/sec] und die pro Masseneinheit dissipierte Energierate ϵ [m^2/sec^3]. Mit diesen beiden Größen hat Kolmogoroff mit Hilfe der Dimensionsanalyse einen Längenmaßstab

$$l_s = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{1/4} \quad (24)$$

und einen Zeitmaßstab

$$t_s = \left(\frac{\nu}{\varepsilon} \right)^{1/2} \quad (25)$$

hergeleitet.

Beide Maßstäbe ermöglichen es, den Bewegungszustand der lokal isotropen Turbulenz zu beschreiben.

Die Gleichung für die kinetische Energie der Schwankungsbewegungen hat bei voll ausgebildeter Rohrströmung die Form:

$$\overline{u'v'} \frac{du}{dr} + \varepsilon + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[r \left(\frac{\overline{u'u'}}{2} + \frac{p'}{\rho} \right) v' \right] = 0 \quad (26)$$

In Gleichung (26) stellt der erste Term die Energieerzeugung, der zweite die Dissipation und der dritte die turbulente Diffusion in radialer Richtung dar.

Von Laufer [71] wurden Messungen zur Ermittlung der Verteilung der drei Energieanteile über den Rohrquerschnitt durchgeführt. Danach stehen im äußeren Teil des Rohres im wesentlichen Turbulenzproduktion und Dissipation im Gleichgewicht, da die turbulente Diffusion in diesem Gebiet dem Betrag nach wesentlich kleiner ist als die beiden anderen Terme. Zur Rohrmitte hin fällt der Produktionsterm bis auf Null ab, während die Dissipation ebenfalls kleiner wird, in der Rohrachse aber einen endlichen Wert behält. Damit greift die über den Rohrquerschnitt weitgehend konstante turbulente Diffusion im mittleren Teil des Rohres entscheidend in den Energiehaushalt ein. Der dimensionslose Wandabstand y^* ergibt sich aus der Beziehung: $y^* = y \cdot u_\tau / \nu$ (27)

Bei $y^* = 11,5$, also in unmittelbarer Nähe der laminaren Unterschicht,

weist die Turbulenzproduktion ein scharfes Maximum auf. Hier wird eine hochfrequente, kleinzellige Turbulenz hoher Intensität erzeugt. Weil der größte Anteil der hier erzeugten Energie im selben Gebiet durch Zähigkeitswirkung direkt wieder dissipiert wird, ist auch die Dissipation hier am größten.

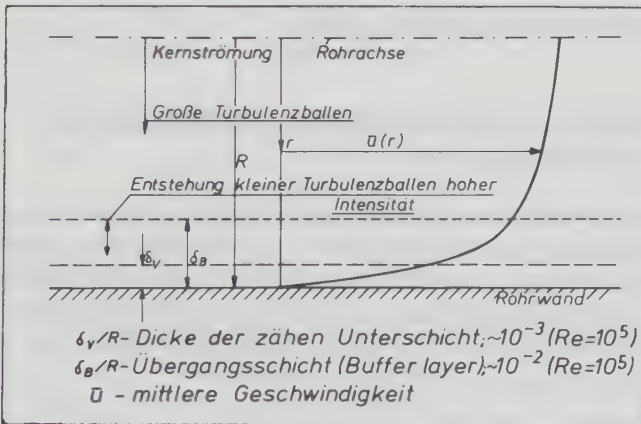


Abb. 3

Struktur der vollausgebildeten Rohrströmung

Ein Strom kinetischer Energie geht von hier aus durch turbulente Diffusion in Richtung auf die Rohrachse und in umgekehrter Richtung ein gleich großer Strom von Druckenergie auf die Wandzone. Abb. zeigt die Transportprozesse in schematischer Form. Die Darstellung entspricht der von Hinze [1].

Untersuchungen von Irmay^[34] haben gezeigt, daß in der Zone zwischen $3 \leq y^* \leq 30$ durch die Scherwirkung zwischen dem mittleren und dem fluktuierenden Geschwindigkeitsfeld auf Flüssigkeitsballen Kräfte wirken können, die ein mehrfaches der Erdbeschleunigung betragen.

3.2. Strömung nahe fester Wände

3.2.1 Aufteilung der Rohrströmung, Abschätzung der Grenzschichtdicke

Wenn turbulente Strömungsfelder durch feste Wände begrenzt werden, so fällt die Strömungsgeschwindigkeit bei Annäherung an die Wand auf Null ab, weil die Flüssigkeit an der Wand die Haftbedingung erfüllt. Für die Rohrströmung bedeutet dies eine Unterteilung in zwei große Zonen:

- 1.) Vollturbulente Kernströmung
- 2.) Grenzschichtströmung

Der Bereich der Grenzschichtströmung läßt sich nach dem Einfluß der Zähigkeitskräfte wiederum in drei Zonen einteilen, die aber nicht scharf gegeneinander abgegrenzt sind^[35].

- 1.) Die viskose Unterschicht, in der die Zähigkeitskräfte dominieren.
 $0 < y^* < 5$
- 2.) Die Übergangsschicht (Buffer layer),
in der Zähigkeits- und Trägheitskräfte

von gleicher Größenordnung sind.

$$5 < y^* < 60$$

- 3.) Die vollturbulente Schicht, in der die Zähigkeitskräfte praktisch vernachlässigt werden können.

$$60 < y^* < 300$$

$y^* = 300$ stellt in etwa die obere Grenze des Gebietes dar, in dem der Gradient der mittleren Strömung groß ist gegen den der Kernströmung.

Da die dämpfende Wirkung der Zähigkeitskräfte mit dem Wandabstand sehr rasch abnimmt, ist die Dicke der viskosen Unterschicht klein im Vergleich zur Gesamtabmessung des Turbulenzfeldes [19]. Für ein Rohr mit dem Radius R gilt bei $Re = 10^5$ angenähert:

$$\text{Dicke der viskosen Unterschicht : } \delta_v \approx 10^{-3} \cdot R$$

Dicke bis zum äußeren Rand der

$$\text{Übergangsschicht : } \delta_B \approx 10^{-2} \cdot R$$

Damit kann die Grenzschichtströmung im Rohr mit guter Näherung als ebenes Problem betrachtet werden.

3.2.2 Logarithmisches Geschwindigkeitsprofil

Die Bewegungsgleichung der turbulenten Strömung lautet in kartesischen Koordinaten [19]:

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = \frac{-1}{\rho} \frac{d\bar{p}}{dx} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial y} \quad (28)$$

wobei die Reynoldssche und die Newtonsche Schubspannung zu der Gesamtschubspannung

$$\tau = \rho (-\overline{u'v'}) + \nu \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}$$

zusammengefaßt sind.

Mit den Annahmen: 1. Der Mittelwert p_w des Druckes an der Wand ist konstant, 2. Das Strömungsfeld ist stationär und homogen in Ebenen $y = \text{konst.}$, 3. $\bar{v} = 0$ im ganzen Feld auf Grund der Kontinuitätsgleichung, vereinfacht sich Gleichung (26) auf:

$$-\frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} = 0 \quad (29)$$

Die Integration mit Beachtung der Randbedingung bei $y = 0$

$$\lim_{y \rightarrow 0} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = \frac{\tau_w}{\rho}$$

ergibt:

$$-\overline{u'v'} + \nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = \frac{\tau_w}{\rho} \quad (30)$$

Mit der Definition der Schubspannungsgeschwindigkeit

$$u_\tau = \sqrt{\tau_w / \rho} \quad (31)$$

folgt aus Gleichung (30), daß die Verteilung der gemittelten Geschwindigkeit im Bereich der Grenzschichtströmung nur durch die drei Größen u_τ , ν , und y bestimmt wird.

Für die turbulente Grenzschicht, also ab $y^* > 60$ muß aus Ähnlichkeitsgründen gelten:

$$\frac{\bar{u}}{dy} = \frac{u_T}{\chi y} \quad (32)$$

Durch Integration erhält man das logarithmische Geschwindigkeitsgesetz:

$$\bar{u} = u_T \left(\frac{1}{\chi} \ln y^* + C \right) \quad (33)$$

Die universelle Konstante χ in Gleichung (33) wird v. Kármánsche Konstante genannt. Aus Versuchen ergibt sich:

$$\chi \approx 0,4$$

$$C \approx 5,2$$

3.2.3 Bestimmung der Konstanten des logarithmischen Geschwindigkeitsgesetzes aus Druckverlust- und Durchsatzmessungen

Unter bestimmten Voraussetzungen lassen sich die beiden Konstanten direkt aus Druckverlust- und Durchsatzmessungen ermitteln [36]. Versuche haben gezeigt, daß das logarithmische Geschwindigkeitsgesetz nach Gleichung (34) den Verlauf der mittleren Geschwindigkeit über große Teile des Rohres mit guter Genauigkeit wiedergibt, obwohl es streng nur für einen begrenzten Rohrabschnitt gilt. Nicht gültig ist es im Bereich der viskosen Unterschicht. Bei großen Reynolds-Zahlen trägt dieser Bereich wegen seiner geringen Dicke jedoch sehr wenig zum gesamten Durchsatz bei. Außerdem ist der Geschwindigkeitsgradient

in der Kernströmung dann klein im Vergleich zu dem in der viskosen Unterschicht. Damit läßt sich bei hohen Reynolds-Zahlen die Durchflußmenge eines Rohres angenähert wie folgt errechnen:

$$\dot{V} = 2\pi \int_0^R (R - y) \bar{u} dy$$

Einsetzen des logarithmischen Geschwindigkeitsgesetzes nach Gleichung (33) und Transformation der Integrationsgrenzen ergibt:

$$\dot{V} = \frac{2\pi}{\chi} \cdot \frac{\nu^2}{u_T} \int_0^{y_R^*} (y_R^* - y^*) (\ln y^* + C) dy^*$$

$$\text{mit } y_R^* = u_T \cdot R/\nu$$

Nach Integration erhält man:

$$\dot{V} = \frac{\pi}{\chi} \cdot \frac{\nu^2}{u_T} \cdot y_R^{*2} \left(\ln y_R^* + C - \frac{3}{2} \right)$$

$$\frac{\dot{V}}{A \cdot u_T} = \frac{1}{\chi} \left(\ln y_R^* + C - \frac{3}{2} \right) \quad (34)$$

$$\text{mit } A = \pi \cdot R^2$$

Die Wandschubspannung ist mit dem Druckverlust über die Beziehung

$$\pi \cdot R^2 \cdot \frac{dp}{dx} = -2\pi R \cdot \tau_w \quad (35)$$

verknüpft.

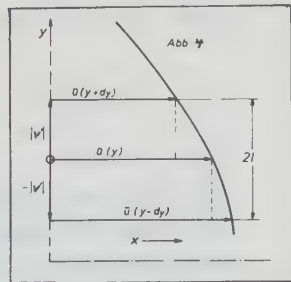
Aus einer halblogarithmischen Darstellung von

$$\frac{\dot{V}}{A \cdot u_T} = f(y_R^*)$$

läßt sich die v. Kármán-Konstante χ als Kehrwert der Geradensteigung ermitteln. (Vergleiche Abb. 26).

3.2.4 Analogiebeziehungen zwischen Impuls- und Wärmetransport aus der Prandtlschen Mischungswegtheorie

Zur Verknüpfung der örtlichen Schwankungsgrößen der Turbulenz mit dem Gradienten des mittleren Strömungsfeldes sind verschiedene halbempirische Berechnungsmethoden entwickelt worden [19]. Nach der Mischungswegtheorie von Prandtl [37] ist der Mischungsweg l die Strecke, die ein Flüssigkeitsballen senkrecht zur Hauptströmungsrichtung x zurücklegt, bevor er durch Vermischung seine Identität wieder verliert. Nach dem Modell bleibt in dieser Zeit seine Geschwindigkeit $\bar{u}$ konstant. Damit wird entsprechend Abb. 4 einmal eine Längsgeschwindigkeitsschwankung $u' \approx l \cdot \frac{d\bar{u}}{dy}$ sowie eine Querschwankung v' gleicher Größenordnung erzeugt. Damit ergibt sich für die scheinbare Schubspannung:



$$-\rho \overline{u'v'} = \rho l^2 \left| \frac{d\bar{u}}{dy} \right| \frac{d\bar{u}}{dy} \quad (36)$$

Nach dem Austauschansatz von Boussinesq [37] kann man in Analogie zum Newtonschen Gesetz schreiben:

$$-\rho \overline{u'v'} = A_T \frac{d\bar{u}}{dy} = \rho \cdot \epsilon_T \frac{d\bar{u}}{dy} \quad (37)$$

ε_T wird als turbulente Scheinzähigkeit oder Wirbelviskosität bezeichnet.

Mit dem Ansatz:

$$l = \chi \cdot y$$

erhält man für die gesamte Schubspannung entsprechend Gleichung (30):

$$\tau_w = (\eta + \rho \chi^2 \cdot y^2 \cdot \frac{d\bar{u}}{dy}) \frac{d\bar{u}}{dy} \quad (38)$$

Um den Verlauf der mittleren Geschwindigkeitsverteilung vom vollturbulenten Bereich bis zur Wand zu berechnen, setzt man Gleichung (36) in Gleichung (30) und löst nach $d\bar{u}/dy$ auf.

$$\frac{d\bar{u}}{dy} = \frac{2 u_T^2 / \nu}{1 + \sqrt{1 + 4 \left(\frac{u_T \cdot l}{\nu} \right)^2}} \quad (39)$$

Auf Grund des prinzipiell ähnlichen Aufbaus der Navier-Stokesschen Gleichung und der Temperatur-differentialgleichung [19] liegen die Austauschgrößen für den Impuls- und den Wärmetransport bei gleicher Strömung in der gleichen Größenordnung.

Damit kann man in Analogie zu Gleichung (37) für die Wirbelviskosität ε_T eine Austauschgröße für den turbulenten Wärmefluß definieren.

$$\overline{q_t} = c \rho \overline{v' T'} = -c \rho \varepsilon_q \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \quad (40)$$

Die turbulente Prandtl-Zahl Pr_t ist das Verhältnis der beiden Austauschgrößen ε_τ und ε_q .

$$Pr_t = \frac{\varepsilon_q}{\varepsilon_\tau} = \frac{\overline{v'T'}}{\overline{u'v'}} \frac{\partial \bar{u} / \partial y}{\partial \bar{T} / \partial y} \quad (41)$$

Versuche von Reichardt [38] haben gezeigt, daß die turbulente Prandtl-Zahl von $Pr_t \approx 1$ in der viskosen Unterschicht bis auf $Pr_t \approx 2$ in der vollturbulenten Kernströmung anwächst.

4. Ähnlichkeitskenngrößen

Die Aufstellung von Ähnlichkeitskenngrößen ist aus mehreren Gründen erforderlich. Zum einen haben die Ergebnisse von Untersuchungen mit unterschiedlichen Apparaturen und Parametern zunächst nur im jeweiligen System Aussagekraft. Vergleiche mit anderen Messungen und allgemeine Schlüsse sind nur unter Einhaltung bestimmter Ähnlichkeitsbedingungen möglich.

Bei der Übertragung von Meßergebnissen aus dem Labormaßstab auf größere Anlagen müssen die für das Problem zutreffenden Ähnlichkeitskenngrößen konstant bleiben.

Zum anderen gibt die absolute Größe der einzelnen Kennzahlen in einem System Aufschluß darüber, welche physikalischen Effekte zu erwarten sind. Außerdem ermöglichen sie eine Abschätzung darüber, welches Gewicht diese Effekte im Vergleich zu anderen Einflüssen haben können.

4.1 Zusammenstellung der wichtigsten Kennzahlen

Die hiergenannten, wichtigsten Kennzahlen betreffen die Ähnlichkeit der Kräfte, der Geometrie, der Bewegungsbahnen und der Stoffwerte:

- 1.) Das Verhältnis von Trägheits- zu Zähigkeitskräften für das Trägerfluid

$$\text{Re} = \frac{\bar{u} \cdot D}{\nu}$$

- 2.) Das Verhältnis von Trägheits- zu Zähigkeitskräften für die Umströmung des Feststoffteilchens

$$Re_p = \frac{u' \cdot d_p}{\nu}$$

- 3.) Eine mit dem Rohrdurchmesser gebildete Froudezahl

$$Fr = \frac{\bar{u}}{\sqrt{g \cdot D}}$$

- 4.) Das Verhältnis von Trägheits- zu Schwerkraft für das Feststoffteilchen

$$Fr_p = \frac{w^*}{\sqrt{g \cdot d_p}}$$

- 5.) Das Verhältnis von Teilchen- zu Rohrdurchmesser

$$d_p/D$$

- 6.) Das Verhältnis von Teilchen- zu Turbulenzballenabmessung

$$d_p/\lambda_g$$

- 7.) Das Verhältnis von Relaxationsweg zu Rohrdurchmesser, gekennzeichnet durch die Stokes-Kennzahl

$$St = 1/D$$

Bei Boothroyd [3] wird die Stokes-Zahl auch in der Form angegeben

$$St = \frac{\rho_f \cdot D^2}{\rho_p \cdot d_p^2 \cdot Re}$$

8.) Das Verhältnis der spezifischen Dichten

$$\rho_p / \rho_f$$

9.) Das Verhältnis der spezifischen Wärmen

$$c_p / c_f$$

10.) Das Verhältnis von Feststoff- zu Fluidmassenstrom

$$\dot{V}_p / \dot{V}_f$$

In der Literatur werden noch andere Kennzahlen genannt [79], die zum Teil durch Kombination der hier genannten Kenngrößen entstehen.

4.2 Größenabschätzung der Kennzahlen für die eigenen Untersuchungen

In den eigenen Versuchen werden bei gleichbleibender Feststoffart die Teilchengröße, die Feststoffkonzentration und die Fluidgeschwindigkeit variiert. Damit ändern sich folgende Ähnlichkeitskennzahlen:

$$Re; Re_p; Fr; Fr_p; d_p/D; d_p/\lambda_g; St; \dot{V}_p/\dot{V}_f$$

Für den Bereich der Rohr-Reynolds-Zahl ergibt sich (vergleiche unter Punkt 6.4):

$$40\ 000 < Re < 180\ 000$$

Von besonderem Interesse ist die Partikel-Reynolds-Zahl, weil von ihrer Größe der Typ des Widerstands-

gesetzes für die Umströmung des Teilchens abhängt [39]. Als physikalisch sinnvolles Maß für die Relativgeschwindigkeit zwischen Teilchen und Fluid in turbulenter Strömung kann man die Schwankungsgeschwindigkeit u' ansehen [2]. Nach Messungen von Laufer ist die Verteilung von u' über den Rohrquerschnitt ungleichmäßig. Für den hier untersuchten Bereich der Rohr-Reynolds-Zahlen ist das Verhältnis $u'/u_\tau \approx 2,6$ in der Übergangsschicht und fällt bis auf $u'/u_\tau \approx 0,8$ in der Rohrachse. Somit können Teilchen konstanter Größe in der Kernströmung ein anderes Widerstandsverhalten zeigen als im Bereich der Übergangsschicht.

Nach einer von Nikuradse [40] angegebenen Beziehung

$$u_\tau / u_{\max} = 0,125 \cdot Re^{-0,1} \quad (42)$$

läßt sich die Größe der örtlichen Schubspannungsgeschwindigkeit errechnen, wenn die Reynolds-Zahl und die maximale Geschwindigkeit bekannt sind. Der Unterschied zwischen der mittleren und der maximalen Strömungsgeschwindigkeit beträgt bei diesen Reynolds-Zahlen etwa 10 %.

Die Größe des Verhältnisses von Partikel- zur Turbulenzballenabmessung d_p / λ_g ist ein Maß für die gegenseitige Beeinflussung der beiden Phasen. In Wandnähe wird das Mikro-Längenmaß λ_g nach Gleichung (57) berechnet (siehe unter Punkt 5.2).

Im Bereich der Kernströmung gilt ungefähr [1]

$$L_A \approx 0,05 \cdot R$$

Tabelle 2 Größenabschätzung der wichtigsten
Kennzahlen für die eigenen Versuche

	$d_p \quad \mu m$	10	50	100	200
$Re = 88000$ $\bar{u} = 1,8$ m/sec $\vartheta = 50^\circ C$	$Re_p \quad 1.)$	3,1/0,9	15,2/4,7	29,7/9,5	61/18,7
	Fr	3,49			
	$Fr_p \cdot 10^2$	1,29	13,2	29,2	53,7
	$\frac{d_p}{D} \cdot 10^4$	3,7	18,5	37	74
	$\frac{d_p}{\lambda_g} \quad 1.)$	0,08/0,0074	0,39/0,037	0,77/0,074	1,55/0,148
$Re = 164000$ $\bar{u} = 3,35$ m/sec $\vartheta = 50^\circ C$	$Re_p \quad 1.)$	5,2/1,6	26,2/8,0	52/17	105/32,2
	Fr	6,51			
	$Fr_p \cdot 10^2$	1,29	13,2	29,2	53,7
	$\frac{d_p}{D} \cdot 10^4$	3,7	18,5	37	74
	$\frac{d_p}{\lambda_g} \quad 1.)$	0,13/0,074	0,67 /0,037	1,3/0,074	2,7/0,148

1.) Der erste Wert gilt für den wandnahen Bereich,
der zweite für die Kernströmung.

Tabelle 2 zeigt den Vergleich der wichtigsten Kennzahlen bei verschiedenen Teilchengrößen für folgende Rohr-Reynolds-Zahlen:

$$\begin{array}{rclclcl} \text{Re} & = & 88\,000 & \frac{\Delta}{\bar{u}} & = & 1,8 \text{ m/sec} \\ \text{Re} & = & 164\,000 & \frac{\Delta}{\bar{u}} & = & 3,35 \text{ m/sec} \end{array}$$

Für alle Abschätzungen werden die Teilchen als näherungsweise kugelförmig betrachtet.

4.3 Abschätzung der Partikelrelaxationszeiten für Differenz-Impuls und -Temperatur im Vergleich zur Lebensdauer der Turbulenzelemente

Zur weiteren Beurteilung der Intensität der Wechselwirkung zwischen der festen und der fluiden Phase kann die Partikel-Impuls-Relaxationszeit t_p herangezogen werden. Sie ist ein Maß für die Zeitspanne, die vergeht, bis die Differenzgeschwindigkeit eines Teilchens gegenüber dem umgebenden Fluid abgebaut ist. Zur Abschätzung der Impuls-Relaxationszeit wird das Verhältnis von Teilchenimpuls zu Beginn der Abbremsung zu Teilchenwiderstand im Fluid verwendet [41]. Als Maß für die Differenzgeschwindigkeit zwischen Fluid und Teilchen wird wiederum die mittlere Schwingungsgeschwindigkeit $\sqrt{\bar{u}'^2}$ benutzt.

Damit erhält man

$$\tau_{p,i} = \frac{4}{3} \frac{\rho_p}{\rho_f} \cdot \frac{d_p}{\sqrt{\bar{u}'^2} \cdot c_D} \quad (43)$$

Die in Tabelle 2 dargestellte Abschätzung ergibt für alle Partikel-Reynolds-Zahlen

$$Re_p \geq 1,$$

so daß das Stokessche Widerstandsgesetz nicht mehr gültig ist.

Nach Lapple [39] kann der Verlauf des Widerstandsbeiwertes C_D in Abhängigkeit von Re_p im Bereich

$$0,3 < Re_p < 1000$$

durch die Beziehung

$$C_D = \frac{18,5}{Re^{3/5}} \quad (44)$$

approximiert werden.

Nach der Ermittlung der Impuls-Relaxationszeit folgt der Relaxationsweg l eines Teilchens aus der Beziehung:

$$l = \sqrt{u'^2} \cdot \tau_{p,1} \quad (45)$$

Uberoi und Corrsin [1] geben für die Lebensdauer τ_λ eines Turbulenzballens der Größenordnung λ_g an:

$$\frac{\lambda_g^2}{u'^2 \tau_\lambda^2} \approx \frac{5}{Re_\lambda^2} \quad (46)$$

wobei für die Reynolds-Zahl gilt:

$$Re_\lambda = \frac{\sqrt{u'^2} \cdot \lambda_g}{\nu} \quad (47)$$

Durch Umformen erhält man:

$$\tau_{\lambda} \approx 0,45 \cdot \frac{\lambda_g^2}{\nu} \quad (48)$$

Mit λ_g nach Gleichung (57) läßt sich τ_{λ} abschätzen.

Um bei den Wärmeübergangsversuchen den Einfluß der Partikel als Wärmeträger beurteilen zu können, ist es wichtig, die Größenordnung der Temperatur-Relaxationszeit $\tau_{p,t}$ eines Teilchens zu kennen. Dabei ist die Temperatur-Relaxationszeit der Zeitraum, in dem sich die Temperaturdifferenz eines Teilchens gegenüber dem Fluid praktisch ausgeglichen hat.

Zur Berechnung des Wärmeübergangs von einer kleinen Kugel an die umgebende Flüssigkeit läßt sich die Gleichung von Ranz und Marshall [48] verwenden:

$$Nu_p = 2,0 + 0,6 \cdot Re_p^{0,5} \cdot Pr^{1/3} \quad (49)$$

Für den Grenzfall sehr kleiner Reynolds-Zahlen ($Re_p \lesssim 1$) wird $Nu_p = 2$, da der Wärmeübergang dann durch Leitung durch ein ruhendes Medium erfolgt.

Die Abschätzung der Temperatur-Relaxationszeiten erfolgt nach Gröber/Erk/Grigull [48] mit folgenden Annahmen:

- 1.) Die Temperatur ϑ_m im Mittelpunkt der Kugel sei gleich der mittleren Kugeltemperatur, was wegen der geringen Teilchengröße berechtigt ist.

- 2.) Das Ende der Temperatur-Relaxationszeit $\tau_{p,t}$ ist dann erreicht, wenn die Differenztemperatur auf 1/10 des Anfangswertes gesunken ist.

Nach Boothroyd [3] läßt sich die Temperatur-Relaxationszeit nach der Beziehung

$$\tau_{p,t} = \frac{2}{3} \frac{C_p}{C_f} \cdot Pr \cdot \tau_{p,i} \quad (50)$$

berechnen. Mit den hier verwendeten Stoffwerten ergibt sich:

$$\tau_{p,t} \approx 0,44 \cdot \tau_{p,i}$$

Beide Partikelrelaxationszeiten sind also von gleicher Größenordnung. Die Abschätzungen nach Gröber/Erk/Grigull führen auf ähnliche Werte.

Die Ergebnisse der Abschätzungen sind in Tabelle 3 dargestellt.

Tabelle 3 Vergleich der Temperatur- und Impuls-
Relaxationszeiten für Fluid- und Feststoffteilchen

	$d_p \text{ } \mu\text{m}$	10	50	100	200
Re = 88000	$\tau_{p,i} \cdot 10^4$ sec 1.)	0,223/0,35	2,92/4,69	8,67/14,32	26,89/43,05
	$\tau_\lambda \cdot 10^4$ sec	164 / 3700			
	$\tau_{p,t} \cdot 10^4$ sec 1.)	0,17/0,3	2,96/3,45	14,2/16,6	31,7/64,7
	1 μm	3,75/1,8	49/24,3	146/74	450/223
Re = 164000	$\tau_{p,i} \cdot 10^4$ sec 1.)	0,17/0,28	2,31/3,69	6,99/11,21	21,3/34,1
	$\tau_\lambda \cdot 10^4$ sec	55 / 3700			
	$\tau_{p,t} \cdot 10^4$ sec 1.)	0,13/0,15	3,48/3,7	9,43/16,2	23/50,3
	1 μm	5/2,52	103/33,5	280/147	680/312

1.) Der erste Wert bezieht sich auf den Wandbereich,
der zweite auf die Kernströmung.

4.4 Folgerungen für die Intensität der Wechselwirkung zwischen Fluid- und Feststoffteilchen auf Grund der Größenabschätzungen unter Punkt 4.2 und 4.3

Von Soo [2] und Boothroyd [3] wird eine zusammenfassende Darstellung verschiedener analytischer Studien über die Bewegung von Partikeln in turbulenter Strömung gegeben. Die allgemeine, von Tchen [42] abgeleitete Bewegungsgleichung für ein Einzelteilchen in turbulenter Strömung wurde unter anderem von Soo [43], Friedlander [44], Chao [45] und Hjelmfelt und Mockros [46] analysiert. Allen Untersuchungen ist gemeinsam, daß die Partikel-Reynolds-Zahl $Re_p \ll 1$ ist und das Teilchen wesentlich kleiner ist als der kleinste Turbulenzballen. Die vergleichenden Analysen von Chao und die von Hjelmfelt und Mockros zeigen, daß bei gasförmiger Fluidphase wegen des Dichteverhältnisses $\rho_p / \rho_f \approx 2200$ einige Terme der Bewegungsgleichung vernachlässigt werden können. Im Gegensatz dazu muß bei Feststoff-Flüssig-Systemen die Gleichung in ihrer vollen Form behandelt werden. Außerhalb des Stokesschen Bereiches, wo die Gleichung von Tchen nicht mehr gilt, ist eine vollständige Lösung der grundlegenden Bewegungsgleichungen des Feststoff-Fluid-Systems derzeit nicht möglich. Für $Re_p \geq 1$, was bei diesen Untersuchungen für alle Teilchengrößen gilt, ist der Einfluß der instationären Anströmung auf den Widerstandsbeiwert des Teilchens bislang weitgehend ungeklärt.

Aus diesem Grund können mit den in Tabelle 2 und 3 abgeschätzten Größen nur Bereiche mit unterschiedlicher Stärke der kinematischen Wechselwirkung gegeneinander abgegrenzt werden.

- 1.) Wenn ein Teilchen wesentlich kleiner ist als der Turbulenzballen, mit dem es in Wechselwirkung tritt, so wird es nach Ablauf der Relaxationszeit den Bewegungen des Ballens weitgehend folgen. Die Beeinflussung der Struktur der Strömung bleibt damit vernachlässigbar klein.
- 2.) Ist im anderen Grenzfall das Teilchen sehr groß gegen die Abmessungen der Turbulenzelemente, so ist die Bewegung des Teilchens praktisch unabhängig von der Bewegung der Fluidballen.
- 3.) Liegt das Verhältnis von Partikel- zu Fluidballengröße zwischen diesen beiden Grenzfällen, so ist mit einer stärkeren gegenseitigen Beeinflussung zu rechnen. Das Maximum der Wechselwirkung ist dann zu erwarten, wenn Feststoff- und Turbulenzteilchen etwa von gleicher Größe sind.

Mit diesen Überlegungen ergeben sich für die vollturbulente Rohrströmung folgende Abgrenzungen:

- a) Das Verhältnis (d_p/λ_g) ist im Bereich der Kernströmung um den Faktor 10^{-1} bis 10^{-2} kleiner als in der Übergangsschicht. Außerdem ist im mittleren Teil des Rohres der Quotient von Impuls-Relaxationszeit des Teilchens zu Fluidballenlebensdauer etwa zehn mal kleiner als im wandnahen Bereich. Wegen der dadurch bedingten, wesentlich größeren Verweilzeit des Teilchens im selben Fluidballen und der geringeren Partikel-Reynolds-Zahl wird die Wechselwirkung zwischen

den beiden Phasen in der Kernströmung relativ gering sein.

- b) Im Gegensatz dazu zeigen die Abschätzungen, daß im Bereich der wandnahen Strömung die Teilchen mit $d_p > 10 \mu m$ etwa die gleiche Größe haben wie die durch λ_g bestimmten Turbulenzballen. Die Verweilzeit der Teilchen im selben Fluidelement ist erheblich kleiner und die Partikel-Reynolds-Zahl größer als in der Kernströmung. Die stärkste gegenseitige Beeinflussung der beiden Phasen, also das Maximum der Wechselwirkung, muß deshalb im Bereich der wandnahen Strömung erwartet werden.

- c) Die Temperatur-Relaxationszeiten der Partikel sind entweder gleich oder kleiner als die des Impulses und immer um mindestens eine Zehnerpotenz kleiner als die Lebensdauer der Fluidelemente. Die Teilchen werden daher im wesentlichen die gleiche Temperatur haben wie die umgebenden Flüssigkeitsballen. Der Einfluß der Teilchen auf die Verbesserung des Wärmeübergangs von der Wand auf die Suspension kann also nicht darauf beruhen, daß die Teilchen als zusätzliche Wärmeträger wirken. Dagegen sprechen ebenfalls die geringe spezifische Wärme und die niedrige Konzentration des Feststoffes bei den hier betrachteten dünnflüssigen Wasser-Sand-Suspensionen. Der Haupteinfluß muß daher in der kinematischen Wechselwirkung zwischen Fluid- und Feststoffteilchen liegen. Je nach Einstellung der

kennzeichnenden Parameter (Partikeldurchmesser, Reynoldszahl etc) erzeugt diese Wechselwirkung eine mehr oder weniger intensive Schwankungsbewegung der beiden Phasen, die durch ihre Rührwirkung Transportprozesse entsprechend beschleunigt.

In Wandnähe wird damit die viskose Unterschicht zusätzlich gestört und so der Wärmeübergang mittelbar als Folge der kinematischen Wechselwirkung erhöht.

- d) Von Ebert [41] wurden bei der Abschätzung des zusätzlichen Druckverlustes durch die Teilchen bei Gas-Feststoff-Suspensionen zwei Kriterien verwendet, um abzugrenzen, in welchen Bereichen die Bewegung der Turbulenzballen durch den Feststoff beeinflußt wird.

Zum einen soll gelten:

$$\frac{\tau_{p,1}}{\tau_{L\Lambda}} < 1$$

wobei $\tau_{L\Lambda}$ die durch den Zeitmaßstab nach Gleichung (21) bestimmte Lebensdauer der Makro-Turbulenzballen in der Rohrmitte ist. Die Bedingung führt auf die Ungleichung:

$$\frac{\rho_p}{\rho_f} < \frac{2}{5} \cdot \frac{D}{d_p} \cdot C_D(Re_p) \quad (51)$$

Durch Einsetzen verschiedener Werte für Teilchen- und Rohrdurchmesser läßt sich zeigen, daß diese Bedingung bei Gas-Feststoff- und bei Flüssig-Feststoff-Suspensionen für praktisch alle

technischen Anwendungen erfüllt ist.

Als zweites Kriterium wird

$$\frac{\tau_{p,i}}{\tau_{\lambda}} < 1$$

gefordert, wenn das Strömungsfeld im wandnahen Bereich ebenfalls nicht durch die Teilchen beeinflusst werden soll. Daraus folgt die Ungleichung:

$$\frac{\rho_p}{\rho_f} < \frac{3}{8} \cdot \frac{D}{d_p} \cdot C_D(Re_p) \quad (52)$$

Diese zweite Bedingung ist bei Suspensionen mit gasförmigem Trägermedium in der Regel nicht erfüllt, so daß für diesen Fall mit beträchtlicher Wechselwirkung zu rechnen ist. Die Ergebnisse der eigenen Untersuchung ergeben jedoch eine starke gegenseitige Beeinflussung in wandnaher Strömung, obwohl die Bedingung nach Gleichung (52) erfüllt ist. Eine verschiedene Turbulenzstruktur von Wasser und Luft kann wahrscheinlich nicht die Ursache für diese Unterschiede sein. Von Resch^[80] wurden mit Heißfilmsonden Messungen der Turbulenzstruktur in Wasser durchgeführt. Da die Ergebnisse keine signifikanten Unterschiede gegenüber Turbulenzmessungen in Luft zeigen, kann man annehmen, daß das Gesetz der dynamischen Ähnlichkeit auch für die Turbulenzstruktur gilt.

Bei Flüssigkeiten ist jedoch wegen des im allgemeinen viel geringeren Dichteverhältnisses die Rückwirkung des Fluids auf das Teilchen erheblich größer. Vermutlich liegt hier die Ursache dafür, daß das zweite, von Ebert verwendete Kriterium bei Flüssig-Feststoff-Suspensionen nicht zutrifft.

5. Modellvorstellung über die Wechselwirkung zwischen Fluid- und Feststoffteilchen in turbulenter Strömung

Auf der Grundlage der unter Punkt 3.1 beschriebenen Struktur der vollausgebildeten turbulenten Rohrströmung und mit den Abschätzungen für die Intensität der Wechselwirkung unter Punkt 4.2 bis 4.4 wird ein halbempirisches Modell entwickelt, das mit den experimentellen Ergebnissen übereinstimmt. Die Ableitung des Modells beruht auf folgenden Voraussetzungen:

- 1.) Die Strömung des Trägerfluids ist stationär, vollturbulent und in ihrer Struktur vollausgebildet.
- 2.) Die Suspension ist dünnflüssig, so daß die Wechselwirkung der Teilchen untereinander vernachlässigbar ist.
- 3.) Die Grundstruktur der turbulenten Strömung bleibt bei der Zugabe der Teilchen erhalten.
- 4.) Es wird angenommen, daß der Feststoff angenähert gleichmäßig über den Querschnitt des Rohres verteilt ist. Diese Voraussetzung ist nach Messungen von Durand [56] und Adam [47] für $d_p < 50 \mu m$ gut und für den Bereich $50 < d_p < 200 \mu m$ auf Grund der hohen Turbulenz (siehe Voraussetzung 1.)) noch in etwa erfüllt.

5.1 Das optimale Verhältnis von Partikel- zu Turbulenzballenabmessung d_p/λ_g .

Der Hauptwiderstand für den Wärmeübergang von einer Wand auf ein parallel dazu strömendes Fluid liegt in der viskosen Unterschicht. Auf Grund des starken Zähigkeitseinflusses werden turbulente Störungen in dieser Zone ausgedämpft, so daß der Wärmetransport vorwiegend durch Wärmeleitung erfolgen muß. Durch eine Erhöhung des turbulenten Austausches in diesem Bereich, also durch verstärkte Störung der viskosen Unterschicht, läßt sich somit eine Steigerung des Wärmeübergangs erreichen.

Die Abschätzungen unter Punkt 4.2. bis 4.4. haben gezeigt, daß es bei der Bewegung von Teilchen in turbulenter Strömung ein bestimmtes Verhältnis von Partikel- zu Turbulenzballenabmessung geben muß, bei dem die gegenseitige Beeinflussung der beiden Phasen am stärksten ist. Dieses Maximum der kinematischen Wechselwirkung tritt dann auf, wenn Fluid- und Feststoffteilchen von etwa gleicher Größe sind. Es äußert sich auf Grund der intensivierten Bewegung beider Phasen in einer starken Rührwirkung. Da bei konstanter Reynoldszahl die Größe der Turbulenzballen mit dem Wandabstand zunimmt, kann das Maximum je nach der Teilchengröße in verschiedenen Bereichen des Rohres auftreten. Man kann daher bei $Re = \text{konst.}$ die Teilchengröße so verringern, daß das Maximum immer näher an die Wand rückt. Die Folge davon wird eine immer stärkere Störung der viskosen Unterschicht durch die Rührwirkung beider Phasen und damit eine zunehmende

Verbesserung des Wärmeübergangs sein.

Nach Messungen von Laufer liegt das Maximum der turbulenten Energieproduktion bei $y^* = 11,5$. Hier wird eine turbulente Bewegung hoher Intensität mit kleinen Turbulenzballenabmessungen erzeugt. Daher liegt es nahe, anzunehmen, daß die Verbesserung des Wärmeübergangs dann am größten ist, wenn der Wandabstand des optimalen Verhältnisses (d_p/λ_g) etwa in der gleichen Größenordnung liegt. Bei noch weiterer Annäherung an die Wand wird der dämpfende Einfluß der Zähigkeitskräfte auf die Bewegung der Flüssigkeitsballen so stark, daß es nicht mehr zur Ausbildung des Maximums der kinematischen Wechselwirkung kommt. Die Steigerung des Wärmeübergangs geht damit wieder zurück.

Aus diesen Überlegungen folgt, daß bei Variation der Reynoldszahl oder der Korngröße die größte Steigerung des Wärmeübergangs das Kriterium zur Bestimmung des optimalen Verhältnisses (d_p/λ_g) darstellt. Hieraus ergibt sich gleichzeitig der für die Verbesserung des Wärmeübergangs "optimale Teilchendurchmesser."

5.2 Ableitung der Gleichung für das Mikro-Längenmaß λ_g

Nach Hinze [1] gilt für die lokale Turbulenzdissipation

$$\varepsilon = 15 \cdot \nu \cdot \frac{\overline{u'^2}}{\lambda_g^2} \quad (53)$$

Im wandnahen Bereich stehen im wesentlichen die turbulente Energieerzeugung und die Dissipation miteinander im Gleichgewicht, die turbulente Diffusion ist gegenüber den beiden anderen Termen der

Energiegleichung (26) wesentlich kleiner. (Vergleiche unter Punkt 3.1).

Unter Vernachlässigung des Terms $(\nu \cdot \partial \bar{u} / \partial y)$ ergibt sich mit Gleichung (30) und Gleichung (32) für die Turbulenzdissipation:

$$\varepsilon = \frac{u_{\tau}^3}{\chi y} \quad (54)$$

Mit $u'/u_{\tau} \approx 2,6$ im wandnahen Bereich und Gleichung (27) für den dimensionslosen Wandabstand ergibt sich durch Gleichsetzen und Umformen:

$$\lambda_g^2 \approx 100 \cdot \chi \cdot y^* \cdot \frac{\nu^2}{u_{\tau}^2}$$

Nach Einsetzen der Beziehung

$$\frac{u_{\tau}}{u} = \sqrt{\frac{\lambda}{8}} \quad (55)$$

und des Widerstandsgesetzes nach Blasius

$$\lambda = \frac{0,3164}{Re^{1/4}} \quad (56)$$

ergibt sich als Gleichung für die durch λ_g bestimmte Größe der Turbulenzballen

$$\lambda_g \approx 50 \cdot D \cdot \chi^{1/2} \cdot y^{*1/2} \cdot Re^{-7/8} \quad (57)$$

Gleichung (57) zeigt, daß die Turbulenzballen mit steigendem Rohrdurchmesser und Wandabstand sowie mit abnehmender Reynolds-Zahl größer werden. Bei

feststoffbeladener Strömung ist außerdem eine Veränderung der v. Kármánsche Konstanten χ zu erwarten. Bezieht man den Teilchendurchmesser d_p auf λ_g , so ergibt sich für das Verhältnis von Feststoff- zu Fluidteilchenabmessung mit Gleichung (57)

$$\frac{d_p}{\lambda_g} = \frac{d_p}{D} \cdot \frac{1}{50(\chi y^*)^{1/2}} \cdot Re^{7/8} \quad (58)$$

Durch Umformen erhält man schließlich:

$$d_p = 50 (\chi y^*)^{1/2} \cdot D \cdot \frac{d_p}{\lambda_g} \cdot Re^{-7/8} \quad (59)$$

Die aus Gleichung (59) bestimmte Teilchenabmessung stellt noch nicht den optimalen Teilchendurchmesser dar, weil der Einfluß des Dichteverhältnisses (ρ_f/ρ_p) und der der Partikel-Reynoldszahl noch nicht berücksichtigt ist.

5.3 Einfluß des Dichteverhältnisses (ρ_f/ρ_p) und der Partikel-Reynolds-Zahl.

Eine plausible Modellvorstellung von Brandon [10] geht davon aus, daß die Wechselwirkung bei gleicher Größenordnung von Feststoff- und Fluidballen den Massen beider Partner nach der Beziehung $\rho_s \cdot d_p^3 \sim \rho_f \cdot \lambda_g^3$ proportional ist. Damit erhält man:

$$\left(\frac{d_p}{\lambda_g}\right)_{opt} = K \cdot \left(\frac{\rho_f}{\rho_p}\right)^{1/3}$$

Eine Verallgemeinerung dieses Ansatzes führt auf die Beziehung

$$\left(\frac{d_p}{\lambda_{g \text{ opt}}}\right) = K \cdot \left(\frac{\varrho_f}{\varrho_p}\right)^n \quad (60)$$

Aus der Bedingung für die kinematische Ähnlichkeit der Teilchenbewegung in turbulenter Strömung folgt, daß der Exponent n vom Typ des Widerstandsgesetzes, also von der Partikel-Reynoldszahl abhängt.

Für die Bewegung eines Teilchens in einem von zwei ähnlichen Systemen gilt bei Abwesenheit von Feldkräften und Vernachlässigung des Basset-Terms [3]

$$m_{p2} \cdot \frac{du_{p2}}{dt_2} = \frac{\varrho_{f2}}{2} \cdot \frac{\pi}{4} \cdot d_{p2}^2 (u_{f2} - u_{p2}) C_{D2}$$

$$\frac{du_{p2}}{dt_2} = \frac{\varrho_{f2}}{\varrho_{p2}} \cdot \frac{3}{4} \cdot \frac{1}{d_{p2}} (u_{f2} - u_{p2}) C_{D2} \quad (61)$$

Im ersten System gilt dann analog:

$$\frac{A_{up} \cdot du_{p2}}{A_t \cdot dt_2} = \frac{A_{\varrho f} \cdot \varrho_{f2} \cdot 3}{A_{\varrho p} \cdot \varrho_{p2} \cdot 4 \cdot A_d \cdot d_{p2}} (A_{uf} \cdot u_{f2} - A_{up} \cdot u_{p2})^2 A_c \cdot C_{D2} \quad (62)$$

Hierbei bedeuten

$$A_{up} = u_{p1}/u_{p2} ; \quad A_{uf} = u_{f1}/u_{f2}$$

$$A_t = t_1/t_2$$

$$A_{Qf} = Q_{f1}/Q_{f2} ; \quad A_{Qp} = Q_{p1}/Q_{p2}$$

$$A_d = d_{p1}/d_{p2} ; \quad A_c = C_{D1}/C_{D2}$$

Wenn die Bewegung der Partikel in beiden Systemen ähnlich sein soll, müssen folgende Bedingungen erfüllt sein

1. Geometrische Ähnlichkeit
2. Ähnliche Randbedingungen
3. Die Gleichungen (61) und (62) müssen identisch sein.

Aus Bedingung 3. folgt:

$$\frac{A_{uf}}{A_{up}} \stackrel{!}{=} 1 \stackrel{!}{=} \frac{A_{Qp} \cdot A_d}{A_t \cdot A_{Qf} \cdot A_{up} \cdot A_c} \quad (63)$$

Für die weitere Auswertung ist es notwendig, Annahmen über den Zeitmaßstab A_t und das Widerstandsgesetz der Teilchen zu machen.

Das Widerstandsgesetz in der Form

$$C_D = \frac{K}{Re_p^m} \quad (64)$$

gilt für $Re_p < 0,3$ gut mit $K = 24$ und $m = 1$. Für den Bereich $0,3 < Re_p < 1000$ kann man nach Lapple [39] näherungsweise $K = 18,5$ und $m = 0,6$ setzen.

Aus Ähnlichkeitsgründen muß dann wieder gelten:

$$A_c \cdot C_D = \frac{A_{K*} \cdot K \cdot A_\nu^m}{A_d^m \cdot A_{up}^m \left(\frac{A_{uf}}{A_{up}} \cdot u_f - u_p \right)^m} \quad (65)$$

$$\frac{A_{uf}}{A_{up}} \stackrel{!}{=} 1 \stackrel{!}{=} \frac{A_c \cdot A_d^m \cdot A_{up}^m}{A_{K*} \cdot A_\nu^m}$$

$$A_c = \frac{A_{K*} \cdot A_\nu^m}{A_d^m \cdot A_{up}^m} \quad (66)$$

mit $A_{K*} = K_1/K_2$ und $A_\nu = \nu_1/\nu_2$

Ein physikalisch sinnvoller Zeitmaßstab für die Bewegung des Teilchens in der wandnahen Strömung ist die Lebensdauer eines Turbulenzballens von der Abmessung λ_g . Nach Gleichung (48) gilt:

$$\tau_\lambda \approx 0,45 \cdot \frac{\lambda_g^2}{\nu}$$

Durch Einsetzen von λ_g nach Gleichung (57) erhält man

$$\tau_\lambda \approx 1125 \cdot \frac{D^2 \cdot \chi \cdot \gamma^* \cdot Re^{-7/4}}{\nu}$$

Daraus folgt aus Ähnlichkeitsgründen

$$A_t = A_T = A_{K^{**}} \frac{A_D^{1/4} \cdot A_{uf}^{-7/4} \cdot A_\chi \cdot A_{y^*}}{A_\nu^{-3/4}} \quad (67)$$

$$\text{mit: } A_T = T_1/T_2 ; \quad A_{K^{**}} = K_1^*/K_2^*$$

$$A_D = D_1/D_2 ; \quad A_\chi = \chi_1/\chi_2$$

$$A_{y^*} = y_1^*/y_2^*$$

Einsetzen von Gleichung (66) und (67) in Gleichung (63) ergibt

$$1 \stackrel{!}{=} \frac{A_{Qp} \cdot A_d}{A_{Qf} \cdot A_{up}} \cdot \frac{(A_\chi \cdot A_{y^*})^{-1} \cdot A_\nu^{-3/4}}{A_{K^{**}} \cdot A_D^{1/4} \cdot A_{uf}^{-7/4}} \cdot \frac{A_d^m \cdot A_{up}^m}{A_{K^{**}} \cdot A_\nu^m}$$

mit $m = 0,6 = 3/5$, $A_{K^{**}} \cdot A_{K^*} = A_K$ sowie

$$\frac{A_{up}}{A_{uf}} \stackrel{!}{=} 1 \quad \text{und} \quad A_{Re} = \frac{A_D \cdot A_{uf}}{A_\nu}$$

erhält man schließlich

$$1 \stackrel{!}{=} \frac{A_{Qp}}{A_{Qf}} \cdot \frac{1}{A_K \cdot A_\chi \cdot A_{y^*}} \left(\frac{A_d}{A_D} \right)^{8/5} \cdot A_{Re}^{27/20} \quad (68)$$

Die kinematische Ähnlichkeit ist somit gewährleistet,

wenn in beiden Systemen gilt:

$$d_p = K \cdot D \cdot (\chi y^*)^{5/8} \left(\frac{\rho_f}{\rho_p} \right)^{5/8} Re^{-27/32} \quad (69)$$

Setzt man in Gleichung (66) $m = 1$, so folgt als Bedingungsgleichung für die kinematische Ähnlichkeit im Gültigkeitsbereich des Stokesschen Widerstandsgesetzes

$$d_p = K \cdot D \cdot (\chi y^*)^{1/2} \left(\frac{\rho_f}{\rho_p} \right)^{1/2} Re^{-7/8} \quad (70)$$

Dem gegenüber lautet die mit dem Mikrolängenmaß λ_g der Turbulenz abgeleitete Beziehung für den optimalen Teilchendurchmesser nach dem Einsetzen von Gleichung (60)

$$d_p = 50 \cdot K \cdot D \cdot (\chi y^*)^{1/2} \left(\frac{\rho_f}{\rho_p} \right)^n Re^{-7/8} \quad (71)$$

Die drei Gleichungen (69) bis (71) stimmen in ihrem Aufbau bis auf die Größe einiger Exponenten überein. Der Unterschied des Reynoldszahl-Exponenten ist mit etwa 3,5 % vernachlässigbar klein. Im Exponenten der Konstanten χ und in dem des Dichteverhältnisses zeigt sich jedoch eine Abhängigkeit von der Größe der Partikel-Reynoldszahl. Da bei diesen Untersuchungen immer $Re_p > 1$ erfüllt ist, gilt für den Exponenten des

Dichteverhältnisses (ρ_f/ρ_p)

$$n = 5/8$$

Außerdem wird in Gleichung (57) zur Bestimmung des Mikro-Längenmaßes λ_g der Exponent des Produktes ($\chi \cdot y^*$) ebenfalls auf 5/8 erhöht, um den Einfluß von Re_p zu berücksichtigen.

Setzt man als kennzeichnenden Wandabstand $y^* = 11,5$ ein, so ergibt sich als Bestimmungsgleichung für den "optimalen Teilchendurchmesser"

$$d_p = K \cdot 230 \cdot D \cdot \chi^{5/8} \left(\frac{\rho_f}{\rho_p} \right)^{5/8} \cdot Re^{-7/8} \quad (72)$$

Die Konstante K wird bestimmt für das Verhältnis d_p/λ_g , bei dem bei einer Konzentration die größte Steigerung des Wärmeübergangs auftritt.

5.4 Einfluß der Feststoffkonzentration.

Wenn das optimale Verhältnis d_p/λ_g so liegt, daß eine merkliche zusätzliche Störung der viskosen Unterschicht überhaupt gegeben ist, so kann mit steigenden Konzentration zunächst eine weitere Verbesserung des Wärmeübergangs erwartet werden, weil die Rührwirkung mit der Teilchenzahl zunimmt. Für Konzentrationen über etwa 3 Vol % (Vergleiche unter Punkt 2.1) ist jedoch mit einer wachsenden Beeinflussung der

Turbulenzstruktur durch die Wechselwirkung der Teilchen untereinander zu rechnen. Die Folge wird eine Dämpfung des turbulenten Austausches und damit wieder ein Absinken des Wärmeübergangs sein. Bei Einstellung des "optimalen Verhältnisses" d_p/λ_g müßte die größtmögliche Steigerung des Wärmeübergangs somit etwa zwischen $c_v = 3$ Vol % und $c_v = 6$ Vol % liegen.

5.5 Das Kolmogoroff-Mikrolängenmaß l_s

Das Mikrolängenmaß l_s ist in Gleichung (24) definiert:

$$l_s = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \quad (24)$$

Durch Einsetzen der Gleichungen (54), (27), (55) sowie des Blasius'schen Widerstandsgesetzes nach Gleichung (56) ergibt sich analog zur Ableitung für das Mikrolängenmaß λ_g

$$l_s \approx 5 \cdot D \cdot (\chi y^*)^{1/4} \cdot Re^{-7/8} \quad (72)$$

6. Experimenteller Teil

6.1 Aufbau der Versuchsanlage

Die bestimmende Abmessung für die Größe der gesamten Versuchsanlage ist die Wahl des Rohrdurchmessers, da bei konstanter Geschwindigkeit Durchsatz und Wärmeverbrauch mit dem Quadrat des Durchmessers steigen. Mit Rücksicht auf die Übertragbarkeit der Ergebnisse auf größere Abmessungen darf der Durchmesser jedoch nicht zu klein gewählt werden.

Andererseits muß die Strömungsgeschwindigkeit im Rohr genügend größer als die Absetzgeschwindigkeit [56] sein. Transport der Teilchen in Suspension ist außerdem bei $\Delta\rho > 0$ nur möglich, wenn die Strömungsform vollturbulent ist.

Um den Einfluß der Teilchen auf den Wärmeübergang mit der erforderlichen hohen Genauigkeit messen zu können, ist eine Mindestaufheizspanne von 15°C erforderlich.

Aus diesen Gründen und mit den zur Verfügung stehenden Anschlußwerten für Strom und Wasser wurde ein Rohrdurchmesser von

$$D_i = 27 \text{ mm}$$

gewählt, um noch eine ausreichend große Variation der Strömungsgeschwindigkeit zu erreichen.

6.1.1 Suspensionskreislauf

Das Fließschema der gesamten Anlage zeigt Abb. 5

Die Suspension wird in einem der beiden je 400 l fassenden Bottiche (Durchmesser 800 mm) mit einem Ekato-Propellerrührer aufgerührt. Strombrecher im Bottich und eine stufenlose Drehzahlregelung des Rührers ermöglichen eine weitgehend gleichmäßige Suspendierung des Feststoffs. Als Suspensionspumpe dient eine Kanalradpumpe der Firma KSB vom Typ KW-Pz-50-200, die bei 2900 Upm eine Förderhöhe von 75 m WS und 9 m³/h Durchsatz erreicht. Die Pumpendrehzahl ist über einen Riementrieb zwischen 750 und 2000 Upm stufenlos verstellbar. Der Antriebsmotor für die Pumpe wurde mit einer Leistung von 20 kW sehr stark dimensioniert, um auch bei sehr hohen Feststoffkonzentrationen noch ausreichende Strömungsgeschwindigkeiten einstellen zu können.

Die Heizstrecke besteht aus einem Doppelrohrwärmetauscher mit drei Kammern, die getrennt voneinander beheizt und bilanziert werden können. Diese Anordnung wurde gewählt, um Eintrittseffekte messen zu können. Die gesamte beheizte Länge beträgt 2,76 m.

Das Versuchsrohr ist aus hartgezogenem Kupfer mit einer Wandstärke von 4 mm gefertigt, der mittlere Rohrrinnendurchmesser wurde durch Auslitern zu $D = 27,013$ mm bestimmt. Im anschließenden Kühler wird die aufgenommene Wärme an Kühlwasser abgegeben.

Fließschema

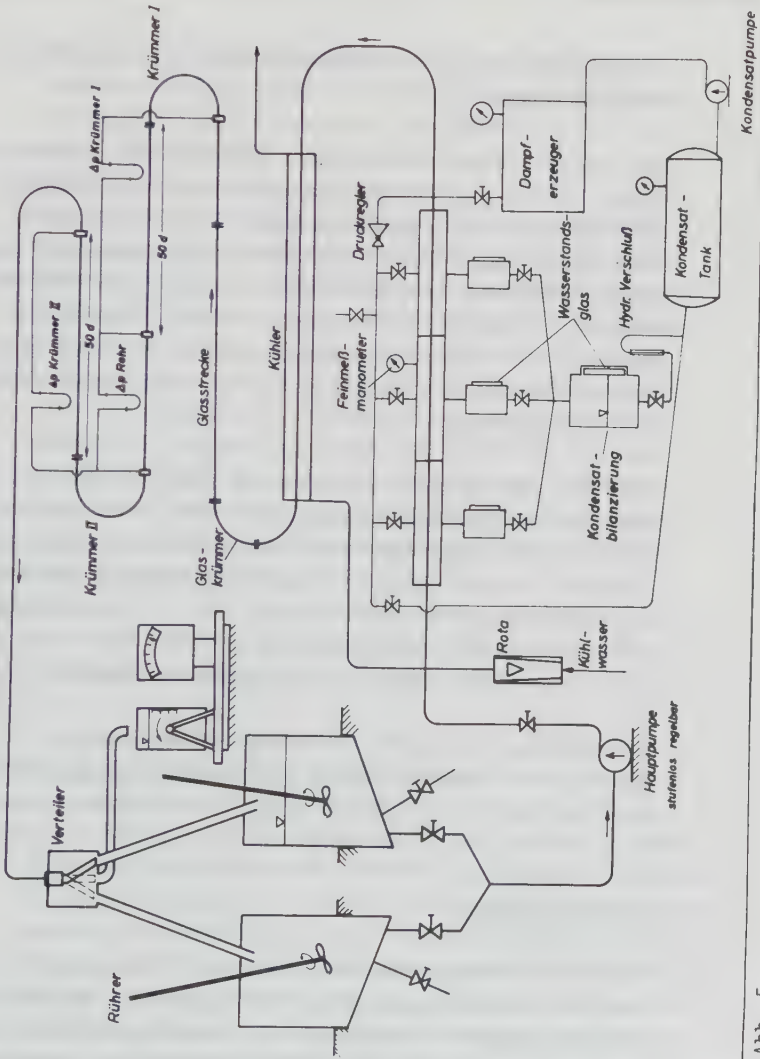


Abb. 5

Fließschema der Versuchsanlage

Zur Beobachtung der Strömung dient eine Glasstrecke von 3 m Länge.

Die Druckverluste werden an 2 Krümmern mit $\varnothing = 280$ mm und $\varnothing = 205$ mm Biegeradius sowie an einer geraden Meßstrecke mit $L = 2,56$ m gemessen. Zwischen dem Ende der Krümmer und den Druckverlustmeßkammern liegt eine Ablaufstrecke von jeweils $50 D$ [57]. Da bei turbulenter Strömung die Umbildung in die Krümmerströmung erst 1-2 Rohrdurchmesser vor dem Beginn des Krümmers einsetzt [57], genügt hier eine Anlaufstrecke von 100 mm Länge.

Über ein drehbares Verteilerrohr kann die Suspension entweder in einen der beiden Bottiche oder zur Bilanzierung des Mengenstromes für eine bestimmte Zeit (30 sec) in ein Meßgefäß gegeben werden. Das gesamte Gefäß steht auf einer Waage mit 150 kg Wägefähigkeit. Mit einem verschiebbaren Meßstab läßt sich das Suspensionsvolumen im Behälter bestimmen.

Anschließend wird der Feststoff im Meßbehälter durch einen eigenen Rührer wieder suspendiert und das Meßvolumen in den großen Bottich zurückgegeben.

6.1.2 Dampfkreislauf

In einem Labordampferzeuger mit 99 kW Leistung werden pro Stunde etwa 132 kg Sattedampf bei ca. 4,5 atü erzeugt. Um die experimentell schwierige Bestimmung des Nässegehalts des Dampfes zu vermeiden, wird der Dampf in einem Regelventil auf etwa 1,5 atü entspannt

und damit leicht überhitzt. Das Regelventil hat gleichzeitig die Aufgabe, Schwankungen des Dampfdrucks nach dem Einspeisen von Kondensat in den Kessel weitgehend auszugleichen.

Die anfallende Kondensatmenge aus den 3 Wärmetauscherkammern kann jeweils getrennt in 3 kleinen oder in einem großen, gemeinsamen Kondensatsammelgefäß über einen Zeitraum von 2 Minuten bilanziert werden.

Anschließend strömt das Kondensat in einen Kondensatkessel mit 250 l Inhalt, um von dort über eine Kesselspeisepumpe wieder in den Kessel gefördert zu werden. Eine Reihe von Entlüftungsventilen ermöglicht eine gründliche Entlüftung des gesamten Dampfsystems.

6.2 Instrumentierung

6.2.1 Temperaturmessung

Zur Temperaturmessung werden ausschließlich Eisen-Konstantan-Mantelthermoelemente (Hersteller: Heraeus G.m.b.H. Hanau) mit 1,6 mm Manteldurchmesser verwendet. Die Thermospannung wird gegen schmelzendes Eis mit einem digitalen Mikrovoltmeter (Typ M 44 AH, Hersteller: Hartmann & Braun AG Frankfurt) nach dem Kompensationsprinzip gemessen. Das Mikrovoltmeter hat eine Meßgenauigkeit von 0,05 % vom Meßwert ± 1 digit. Die maximale Auflösung im kleinsten Meßbereich

(10 mV) beträgt 1 Mikro-Volt. Da pro Versuch etwa 40 Thermoelement-Meßstellen je 3 mal abzulesen sind, ist es notwendig, den Registriervorgang zu automatisieren. Dazu wird ein automatischer Meßstellenumschalter (Typ AMU, Hersteller: Hartmann & Braun AG Frankfurt) mit einigen Zusatzbausteinen verwendet. Der Ausdruck der Meßwerte erfolgt über einen Digitaldrucker. Alle Thermoelemente wurden zusammen mit dem Meßstellenumschalter im Temperaturbereich von 20 bis 160°C geeicht. Zur Überwachung der Anlage dienen 6 weitere Thermoelemente, deren Meßwerte auf einem 6-Kanal-Punkteschreiber registriert werden.

6.2.2 Einbau der Thermoelemente

Insgesamt sind 9 Thermoelemente in den 3 Heizkammern zur Messung der Rohrwandtemperatur eingebaut. Zur Befestigung der Thermoelemente wurden Nuten mit 1,8 mm Tiefe und 1,6 mm Breite in die Außenwand eingestochen, die Thermoelemente eingelegt und auf einem halben Rohrumfang in der Nut geführt, um Meßfehler durch Wärmeableitung zu vermeiden. Der noch offene Teil der Nuten wurde mit Kupferdraht ausgefüllt. Nach dem Löten wurde die Rohroberfläche wieder glattgeschmiegelt, sodaß die Störung des Kondensationsvorganges an den Einbaustellen praktisch vernachlässigbar ist.

Die Thermoelemente zur Messung der Suspensionstemperatur vor und hinter der Heizstrecke und dem Kühler sowie in der Druckverlustmeßstrecke wurden durch Bohrungen radial durch die Rohrwand eingeschoben,

innen auf knapp 3 cm Länge um 90° gegen die Strömungsrichtung abgewinkelt und dann in der Rohrmitte fixiert.

Da wegen der Verstopfungsgefahr bei hohen Feststoffkonzentrationen keine Mischkammern eingebaut werden konnten, liegt die Meßstelle für die Suspensionsaustrittstemperatur 25 D hinter dem Ende der Heizstrecke. Ein zweites Thermoelement hinter dem nachfolgenden 180° -Krümmer dient zur Kontrollmessung. Nur bei sehr hohen Feststoffkonzentrationen tritt hier eine merklich höhere Temperatur auf als vor dem Krümmer.

6.2.3 Druckverlustmessung

Bei hochkonzentrierten Suspensionen mit feinen Teilchen können einzelne Wandanbohrungen leicht verstopfen. Diese Gefahr läßt sich vermeiden, wenn der statische Druck über einen Ringspalt gemessen wird. Aus der Literatur sind keine Angaben bekannt, welche Geometrie der Spalt haben muß, damit nicht dynamische Druckanteile das Meßergebnis verfälschen. Als Anhaltspunkt für die Dimensionierung des Spalts können Angaben für Bohrungsdurchmesser nach Hengstenberg[58] verwendet werden. Demgemäß sollen die Durchmesser zwischen 2 und 6 mm liegen und auf einer Länge von mindestens 2 Durchmessern konstant bleiben.

Es wurde daher eine Druckmeßkammer (siehe Abb. 6) entwickelt, deren Spaltbreite zwischen 1 und 6 mm

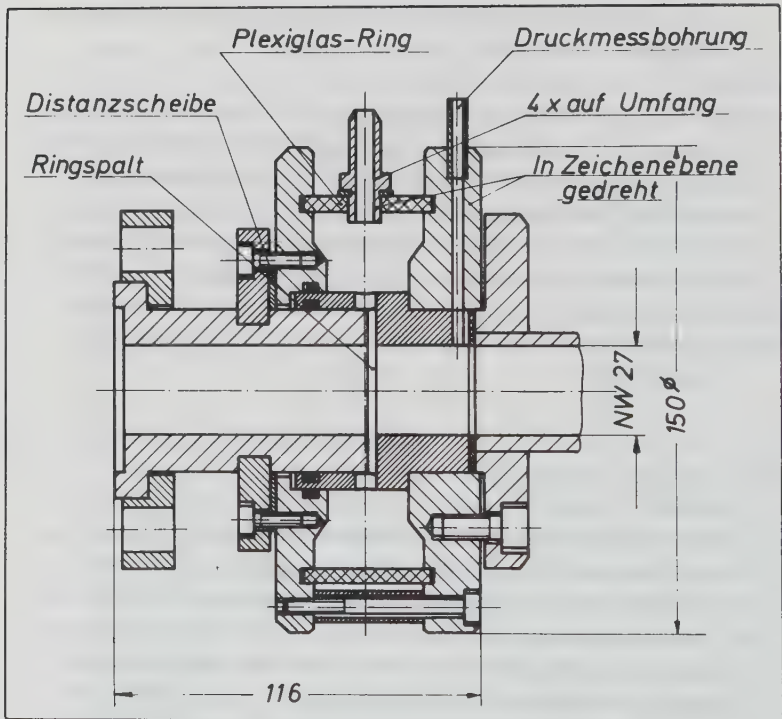


Abb. 6

Druckmesskammer

verstellbar ist; eine 3 mm-Bohrung daneben dient als Vergleichsmessung und damit zur Eichung des Ringspalts.

Eichversuche haben gezeigt, daß oberhalb von 3,5 mm Spaltbreite größere Werte als an der Bohrung gemessen werden. Deshalb wurde für alle weiteren Messungen eine Spaltbreite von 2 mm bei allen vier Meßkammern eingestellt.

Von dem Spalt wird der Druck über 6 mm-Bohrungen auf eine Plexiglas-Ringkammer und weiter über vier Anschlußstutzen auf einen Ringkanal übertragen. Von hier geht dann je eine Leitung für Druckmessung, Entlüftung, Klarwasser-Spülung und Kammerreinigung ab. Alle vier Druckmeßkammern liegen auf gleicher Höhe.

Die Drücke werden mit U-Rohr-Manometern als Differenzdrücke gemessen. Um auch bei kleinen Druckdifferenzen möglichst genau messen zu können, sind für die gerade Meßstrecke drei Manometer parallel geschaltet, deren Füllung aus Quecksilber ($\Delta\rho = 12,55 \text{ g/cm}^3$), Tetrabromäthan ($\Delta\rho = 1,97 \text{ g/cm}^3$) und Dibromäthan ($\Delta\rho = 1,18 \text{ g/cm}^3$) besteht. Für die Krümmerdruckverluste genügen je zwei parallel geschaltete Manometer mit Tetra- bzw. Dibromäthan.

6.2.4 Geschwindigkeits- und Konzentrationsmessung

Für 30 sec (Stoppuhrmessung) wird der gesamte Förderstrom auf das Wägegefäß umgeschaltet. Mit

$$\Delta G \cdot 120 = \dot{G}$$

ergibt sich der stündliche Massendurchsatz. Eine Höhenstandsmessung ermöglicht außerdem die Bestimmung des gesamten Suspensionsvolumens im Wägegefäß. Die mittlere Suspensionsdichte ergibt sich dann aus der Beziehung:

$$\rho_S = \frac{\Delta G}{V} \quad (73)$$

Damit läßt sich über die Beziehung

$$\rho_S = \rho_f \cdot (1 - c_v) + \rho_p \cdot c_v \quad (74)$$

die mittlere Transportkonzentration bestimmen:

$$c_v = \frac{\rho_S - \rho_f}{\rho_p - \rho_f} \quad (75)$$

6.3 Durchführung der Versuche

Vor Beginn einer Versuchsreihe werden der Kondensatkessel und beide Bottiche mit enthärtetem Kesselspeisewasser aufgefüllt, der Dampferzeuger eingeschaltet und das gesamte Dampfsystem auf Betriebsdruck gebracht. Erst dann wird der Suspensionskreislauf zusammen mit einem Bottich eingeschaltet und die Kühlwassermenge so eingestellt, daß sich im stationären Zustand in der Druckverlustmeßstrecke eine Temperatur von $50 \pm 1^\circ\text{C}$ einstellt. Es sind jeweils zwei bis drei Versuchstage nötig, bis der Wasser- und vor allem der Dampfkreislauf so weit entlüftet sind, daß die Meßergebnisse gut reproduzierbar werden und mit den Literaturwerten [59] übereinstimmen. Zur Bestimmung der Bezugskurve für die Sus-

pensionsversuche werden dann etwa 15 Punkte im gesamten Geschwindigkeitsbereich zwischen 1 und 3,3 m/sec gemessen. Im Anschluß daran kann mit den eigentlichen Suspensionsversuchen begonnen werden.

Dazu wird die Pumpe auf 1020 Upm entsprechend $\bar{u} \approx 1,6$ m/sec eingestellt, der Ekato-Rührer eingeschaltet und dann so viel Sand einer bestimmten Körnung zugegeben, bis etwa 0,5 Vol% Feststoffkonzentration erreicht sind. Nach dem Einregeln der Temperatur in der Druckverlust-Meßstrecke auf 50°C kann das Eintreten des Beharrungszustandes dadurch beobachtet werden, daß die sechs Kontroll-Thermoelemente auf dem Punktschreiber zeitlich konstante Temperaturen anzeigen. Im Mittel vergehen bis dahin 30 - 40 Minuten. Vor dem Messen werden die Druckmeßleitungen, wenn nötig, von eingedrungenen Feststoffen freigespült und die Kondensationskammern entlüftet.

Der Meßvorgang selbst läuft dann wie folgt ab:

- 1.) Einschalten des automatischen Meßstellenumschalters zur Temperaturmessung.
- 2.) Ablesen der U-Rohr-Manometer, des Dampfdruckmanometers sowie des Kühlwasserrotameters.
- 3.) Abschalten des Meßstellenumschalters nach dreimaligem Zyklus.
- 4.) Messung der Kondensatmenge über zwei Minuten.
- 5.) Messung von Durchsatz und Konzentration.

Anschließend wird die Pumpendrehzahl so gesteigert,

daß bei einer Konzentration vier bis fünf Versuchspunkte in ungefähr gleichen Geschwindigkeitsintervallen gemessen werden können. Nach dem Ende der Messung bei der höchsten Drehzahl wird die Konzentration erhöht und dann die Geschwindigkeit wieder stufenweise reduziert bis auf 1020 Upm. Bis etwa 5 Vol% Feststoff kann der Suspensionskreislauf nach Versuchsende einfach abgestellt werden; bei höheren Konzentrationen wird vor dem Abstellen das Kugelventil unter dem Suspensionsbottich geschlossen und gleichzeitig das unter dem Klarwasser-Bottich geöffnet. Sobald in der Glasstrecke klare Flüssigkeit erscheint, wird der Verteiler auf den Klarwasser-Bottich umgeschaltet und das gesamte Rohrsystem weitgehend von Feststoffen gereinigt. Das Anfahren der Anlage erfolgt in umgekehrter Reihenfolge. Bis zum Ende der Versuchsserie mit einer Körnung bleibt das Dampfsystem dauernd unter Druck, um das Eindringen von Luft zu verhindern.

6.4 Eichmessungen

Die Eichmessungen für Wärmeübergang und Druckverluste nach Fertigstellung der Versuchsanlage erfolgten im Reynoldszahlbereich von $Re = 40\ 000$ bis $Re = 180\ 000$. Alle späteren Kontrollmessungen vor Beginn der einzelnen Versuchsserien ergaben keine signifikanten Veränderungen gegenüber den ersten Eichmessungen. Deutlicher Verschleiß trat nur an der Pumpe und am Propeller des großen Rührers auf; an der Rohroberfläche des Heizrohres und des Druckverlust-Meßrohres waren keine Veränderungen erkennbar.

Die statistisch ermittelte Genauigkeit der Versuche ist unter Punkt 6.6 angegeben.

6.4.1 Druckverluste

In Abb. 7 sind die gemessenen Rohrreibungsbeiwerte in Abhängigkeit von der Re-Zahl aufgetragen. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit der v. Kármán-Gleichung für hydraulisch glatte Rohre [61].

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_R}} = 2,0 \log(\sqrt{\lambda_R} \cdot Re) - 0,8 \quad (8)$$

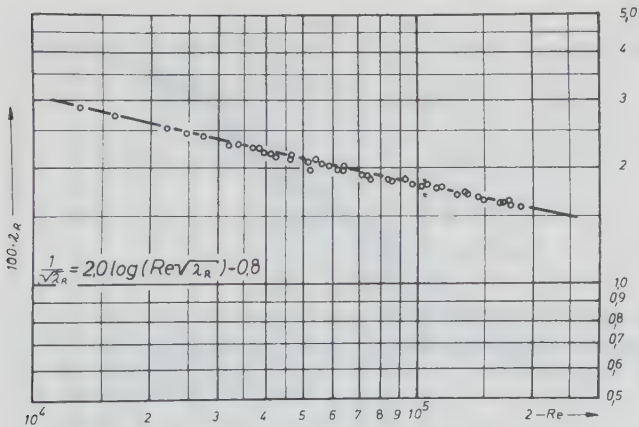


Abb. 7

Vergleich gemessener Rohrreibungsbeiwerte λ_R mit Gleichung (8) nach von Kármán

6.4.2 Wärmeübergang

Die Ergebnisse der Wärmeübergangsmessungen sind in Abb. 8 dargestellt. Auch hier besteht gute Übereinstimmung mit den Messungen anderer Autoren [60,62].

Gegenüber der Gleichung nach Sieder und Tate

$$Nu = 0,027 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{1/3} \cdot \left(\frac{\eta_{fl}}{\eta_w} \right)^{0,14} \quad (6)$$

ergibt eine Auswertung der eigenen Versuche nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate nur eine Veränderung im Vorfaktor auf 0,028, also eine gute Bestätigung der obigen Gleichung.

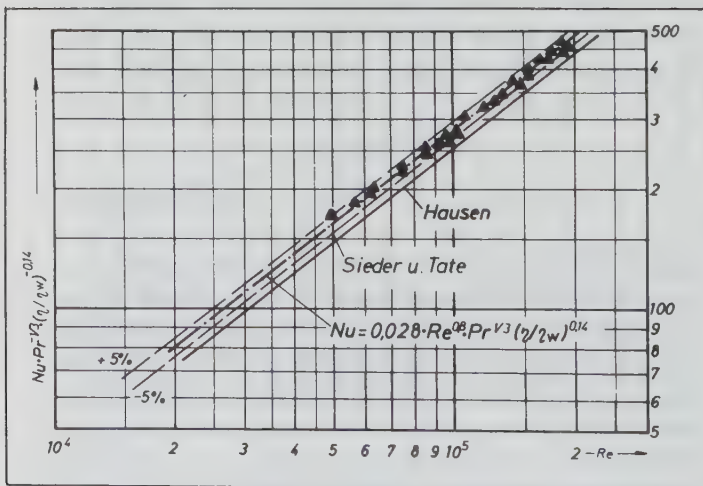


Abb. 8

Vergleich der Wärmeübergangsmessungen für Wasser mit Gleichung (6)

6.4.3 Krümmerrückdruckverluste

Bei der Krümmerrückströmung unterscheidet man formal zwischen dem Gesamt- und dem Umlenkverlust. Gemessen wird der Gesamtverlust über die ganze Länge des Krümmers mit An- und Auslaufstrecke. Der reine Umlenkverlust ergibt sich dann aus der Differenz zwischen diesem Wert und dem Druckverlust eines geraden Rohres gleicher Gesamtlänge.

Damit können folgende, jeweils auf 1 m Rohrlänge bezogenen Gleichungen aufgestellt werden:

$$\text{Gerades Rohr} \quad \Delta p_g = \lambda / D \cdot \varphi \cdot \frac{\bar{u}^2}{2}$$

$$\text{Umlenkverlust} \quad \Delta p_u = \xi_u \cdot \varphi \cdot \frac{\bar{u}^2}{2}$$

$$\text{Gesamtverlust} \quad \Delta p_{ges} = \xi_{ges} \cdot \varphi \cdot \frac{\bar{u}^2}{2}$$

Daraus folgt für den Umlenkverlustbeiwert:

$$\xi_u = \frac{\Delta p_{ges} - \Delta p_g}{\varphi \cdot \frac{\bar{u}^2}{2}} \quad (76)$$

Bei den beiden hier untersuchten 180°-Krümmern ist das Verhältnis von Krümmungsradius φ zu Rohrdurchmesser d_i mit

$$\begin{aligned} \varphi_1 / d_i &= 10,4 \\ \text{und } \varphi_2 / d_i &= 7,6 \end{aligned}$$

ziemlich groß, weil man aus Verschleißgründen bei feststoffbeladener Strömung möglichst große Krüm-

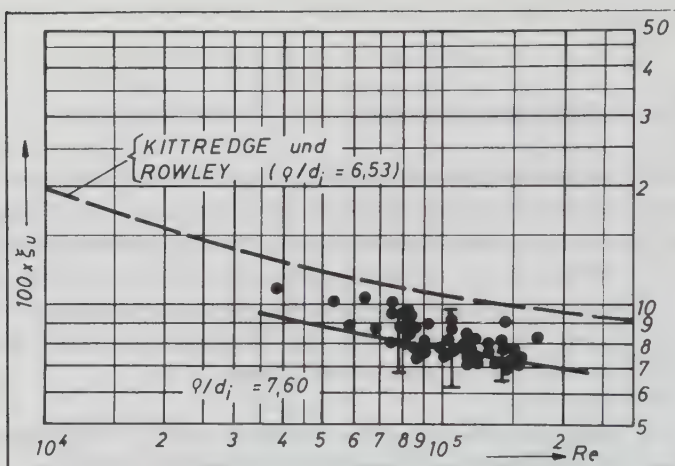


Abb. 9

Umlenkverlustbeiwert ξ_u als Funktion der Reynoldszahl. $q/d_i = 7,6$

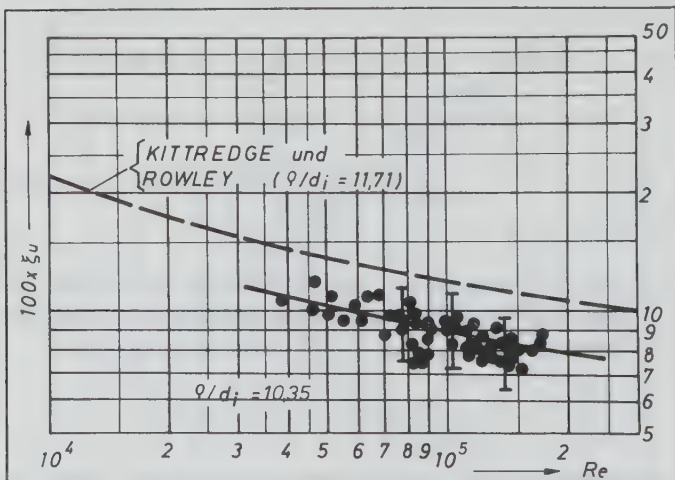


Abb. 10

Umlenkverlustbeiwert ξ_u als Funktion der Reynoldszahl. $q/d_i = 10,35$

mungsradien wählt. In den Abb. 9 und 10 ist der Umlenkverlustbeiwert ξ_u in Abhängigkeit von der Reynoldszahl aufgetragen.

Zum Vergleich sind Ergebnisse von Knittredge und Rowley [63] eingetragen. Die Tendenz der Abnahme von ξ_u mit Re ist gleich, die Ergebnisse selbst liegen etwas höher als die eigenen Messungen. Nach Versuchen von Hofmann [64] und Wasielewski [65] ergeben sich für $Re > 10^5$ ebenfalls etwas größere Werte für ξ_u . Gründe für die Abweichungen gegenüber [63] können die leicht unterschiedlichen Verhältnisse von φ/d_1 sein. Vor allem muß aber bei diesen Messungen mit einer großen Streuung der Versuchsergebnisse gerechnet werden, weil der Umlenkverlust ξ_u als Differenz von zwei großen Zahlen berechnet wird (siehe unter Punkt 6.6).

6.5 Versuchsmaterial

Als Versuchsmaterial wurde Quarzsand ausgewählt, der in genügend enger Kornverteilung und der erforderlichen großen Menge (ca. 300 kg pro Körnung) im Handel bezogen werden konnte.

Die Kornverteilungen der gröberen Körnungen wurden durch Siebung auf einer Haver-Boeker-Laborsiebmaschine gemessen. Die Maschenweite der Siebe wurde nach dem Zähl-Wäge-Verfahren mit Glaskugeln geeicht. Bei feinen Teilchen wurden Verfahren verwendet, die bei konstanter Feststoffdichte nach dem Strömungswiderstand trennen (Pipette-Analyse, Bahco-Sichtung).

In Abb.11 ist der Summendurchgang in Abhängigkeit von der Korngröße aufgetragen.

Tabelle 4 zeigt die Zusammenstellung aller wichtigen Daten der einzelnen Körnungen. Als Kennwert jeder Körnung wird im weiteren der mittlere Korndurchmesser d_{p50} verwendet.

Die Breite der Kornverteilung läßt sich durch den Streuungsparameter σ beschreiben. Eine Darstellung im Wahrscheinlichkeitsnetz zeigt, daß die Körnungen näherungsweise normal verteilt sind.

Damit gilt für die Streuung

$$\sigma = \frac{1}{2} (d_2 - d_1) \quad (77)$$

wobei d_1 und d_2 den Werten $D = 84,1 \%$ und $D = 15,9 \%$ zugeordnet sind.

Während der Versuche wurden Proben entnommen, um Veränderungen der Kornverteilungen durch Agglomeratbildung oder Zerkleinerung feststellen zu können. Es ergaben sich aber keine merklichen Veränderungen.

Tabelle 4 Daten des Versuchsmaterials

Bezeichnung	Dichte ρ [g/cm ³]	Korngröße d_{p50} [μm]	Streuung σ [μm]	Korngrößenbereich, der 90 % der Körnung enthält
16900	2,64	12	20,5	< 40 μm
3600	2,64	25	20,25	3-61
A0/120	2,62	40	25	9-83
A40/150	2,64	70	27	24-112
P40/150	2,64	120	28	82-170

Die Abb. 12 bis 15 zeigen fotografische Aufnahmen der einzelnen Körnungen. Die Vergrößerungsmaßstäbe sind angegeben, um einen anschaulichen Vergleich der Kornformen und Korngrößen zu ermöglichen.

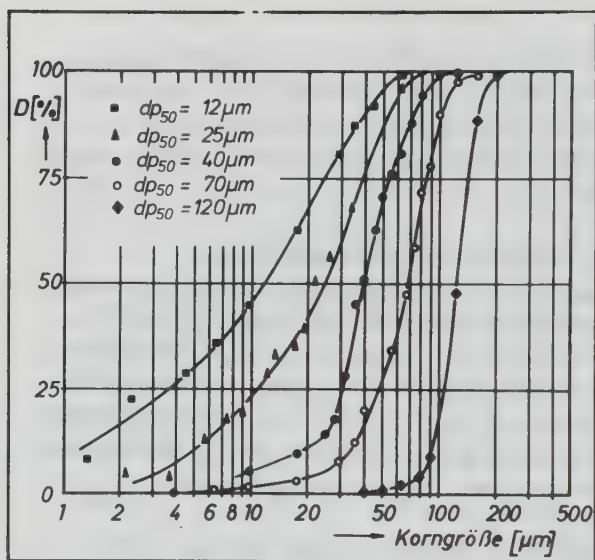


Abb. 11 Siebanalyse

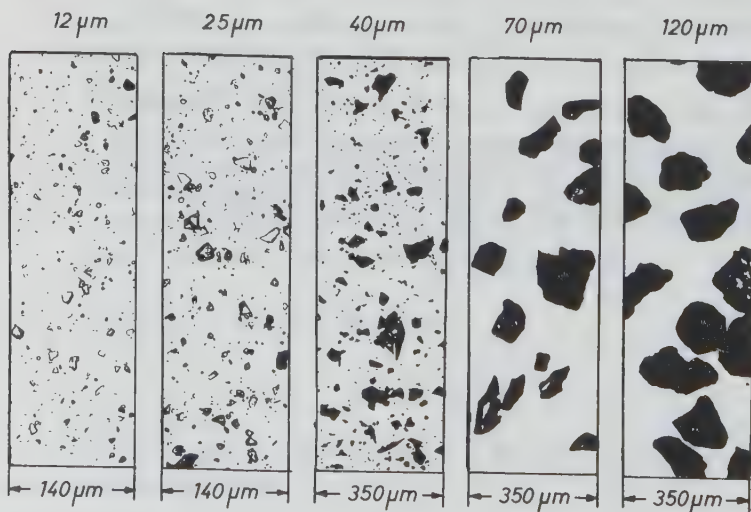


Abb. 12 bis 15 Kornformen

6.6 Versuchsauswertung und Statistik

Die mittlere Wärmeübergangszahl α ist durch die Beziehung

$$\alpha = \frac{\dot{Q}_s}{A \cdot \Delta t_{\log}} \quad (78)$$

mit $\dot{Q}_s = \dot{V} \cdot \rho_s \cdot c_s \cdot \Delta t$ (79)

$$\Delta t_{\log} = \frac{\Delta t_{gr} - \Delta t_{kl}}{\ln \frac{\Delta t_{gr}}{\Delta t_{kl}}} \quad (80)$$

und der Rohrrinnenfläche

$$A = \pi \cdot D_i \cdot L$$

definiert.

Analog zu Gleichung (74) ergibt sich für die spezifische Wärme bei Suspensionen:

$$c_s = c_f \cdot (1 - c_m) + c_p \cdot c_m \quad (81)$$

Bezugstemperaturen sind die mittlere Wandinnentemperatur und die mittlere Flüssigkeitstemperatur. Gemessen wird auf Grund der Anordnung der Thermoelemente die Wandaußentemperatur. Nach arithmetischer Mittelung der neun Meßwerte ergibt sich die Wandinnentemperatur rechnerisch durch Berücksichtigung des Temperaturabfalls in der Rohrwand. Δt_{gr} bezeichnet die Temperaturdifferenz zwischen Rohrwand- und Fluidtemperatur am Eintritt, Δt_{kl} die am Austritt der Heizstrecke. Die Abb. 16 und A1-4 zeigen die Abhängigkeit der Wärmeübergangszahl α von der mittleren Transportgeschwindigkeit $\bar{u}$ mit c_v als Parameter.

Bei reinem Wasser ändert sich für gleichbleibende mittlere Flüssigkeitstemperatur, also konstante Stoffwerte die Wärmeübergangszahl α gemäß

$$\alpha \sim \bar{u}^{0,8}$$

Da die Druckverluste isotherm bei 50°C im selben Kreislauf gemessen werden und die Suspension bis zum Wiedereintritt in die Heizstrecke kaum Wärme verliert, ist bei allen Versuchen die Eintrittstemperatur in die Heizstrecke näherungsweise konstant. Damit nimmt aber die mittlere Flüssigkeitstemperatur in der Heizstrecke mit der Geschwindigkeit ab, weil mit steigendem $\bar{u}$ die Aufheizspanne der Suspension geringer wird.

Der Verlauf der Meßpunkte bei einer Konzentration zeigt, daß sich die Funktion $\alpha = f(\bar{u}; c_v)$ im untersuchten Geschwindigkeitsbereich gut durch Geraden annähern läßt. Es wird daher für jede Versuchsreihe mit $c_v = \text{konst.}$ eine lineare Regression nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate zur Bestimmung der Ausgleichsgeraden durchgeführt [66]. Ein Maß für die Güte der Näherung stellt der Korrelationskoeffizient r dar, wobei r für echte lineare Abhängigkeit den Wert -1 oder +1 hat. Für unabhängige Variablen wird $r = 0$. Die Auswertung ergibt mit $r = 0,97$ für alle Versuchsreihen eine sehr gute Näherung.

Zur Bestimmung der Vertrauensbereiche für die Meßwerte dienen Wiederholungsmessungen bei fest eingestelltem $\bar{u}$ in der Mitte und an beiden Rändern des untersuchten Geschwindigkeitsbereiches. Diese Messungen werden für reines Wasser durchgeführt. Bei

den Suspensionen erhöht sich durch verdampfendes Wasser während der Versuche die Konzentration. Diese Änderung kann durch Nachfüllen nur näherungsweise ausgeglichen werden, sodaß die Konzentration um einen zeitlichen Mittelwert leicht variiert. Bei einer linearen Regression werden diese Schwankungen weitgehend ausgeglichen; die Berechnung der Vertrauensbereiche ergibt jedoch eine scheinbar größere Ungenauigkeit, weil die Konzentrationsänderung nicht zufällig, sondern systematisch ist.

Damit erscheint die Annahme berechtigt, daß die für reines Wasser ermittelten Versuchsgenauigkeiten bei tatsächlich konstanter Konzentration auch für die Suspension gelten.

Die Berechnung der Vertrauensbereiche für die Meßwerte y bei fest eingestelltem x -Wert erfolgt nach Stange [66]. Dabei wird angenommen, daß 95 % der Meßwerte mit einer gewählten statistischen Sicherheit von $S = 95\%$ innerhalb des jeweiligen Vertrauensbereiches liegen.

Tabelle 5 zeigt die Zusammenstellung der Ergebnisse.

Tabelle 5 Toleranzbereiche für die Meßwerte y bei fest eingestellter Geschwindigkeit $\bar{x}$
 Sicherheit $S = 1 - \alpha = 95 \%$
 Wärmelübergang Mindestanteil der Messungen im Intervall $A_{\min} = 1 - \gamma = 95 \%$

$\bar{x}$	s	n	$\bar{y}$	Toleranzgrenzen oben unten	Abweichungen vom Mittelwert y in %
1,623	137,6	11	8085	8525,32 7645	+ 5,5 %
2,15	216	8	10402	11161 9842	+ 7,3 %
2,811	189	6	12686	13407 11970	+ 5,6 %
<u>Druckverluste</u>					
1,623	0,9448	11	92,413	92,68 92,14	+ 0,296 %
2,15	1,0812	8	149,93	153,82 146,04	+ 2,59 %
2,811	3,505	6	242,23	255,55 228,91	+ 5,498 %
<u>Umlenkverlust ξ_u $\rho/d_i = 7,6$</u>					
1,623	0,004818	11	0,08117	0,09514 0,0672	+ 17,21 %
2,15	0,0045	7	0,08045	0,0962 0,0647	+ 19,58 %
2,811	0,001454	6	0,07143	0,07679 0,06573	+ 7,75 %
<u>Umlenkverlust ξ_u $\rho/d_i = 10,35$</u>					
1,623	0,007068	11	0,096044	0,11654 0,07555	+ 21,34 %
2,15	0,005751	8	0,0916	0,1117 0,07159	+ 21,96 %
2,811	0,00466	6	0,081003	0,09871 0,0633	+ 21,87 %

7. Experimentelle Ergebnisse

Durch die Variation der Korngröße in fünf Stufen zwischen $d_{p50} = 12 \mu\text{m}$ und $d_{p50} = 120 \mu\text{m}$ ergibt sich bei der Auswertung der Versuchsergebnisse eine große Anzahl von Diagrammen. Es sind daher nur solche Diagramme im Text enthalten, die das Typische der einzelnen Ergebnisse zeigen. Die übrigen Diagramme werden im Anhang zusammengefaßt und durch den Zusatzbuchstaben "A" vor der Abbildungsnummer gekennzeichnet.

7.1 Wärmeübergang

In Abb.16 ist die mittlere Wärmeübergangszahl α_s in Abhängigkeit von der mittleren Transportgeschwindigkeit $\bar{u}$ für die Korngröße $d_{p50} = 25 \mu\text{m}$ aufgetragen. Parameter ist die Feststoff- Volumenkonzentration. Das Diagramm zeigt als typisches Ergebnis aller Körnungen:

1. Die Abhängigkeit $\alpha_s = f(\bar{u})$ ist bei konstanter Konzentration mit guter Näherung linear. (Vergleiche unter Punkt 6.6)
2. Mit zunehmender Konzentration steigt der Wärmeübergang gegenüber Wasser zunächst rasch an und fällt dann bei hohen Konzentrationen bis weit unter die Wasserwerte ab.

Unterschiedlich ist bei den einzelnen Körnungen die absolute Größe der Steigerung der Wärmeübergangszahl sowie deren Abhängigkeit von der mittleren Geschwindigkeit.

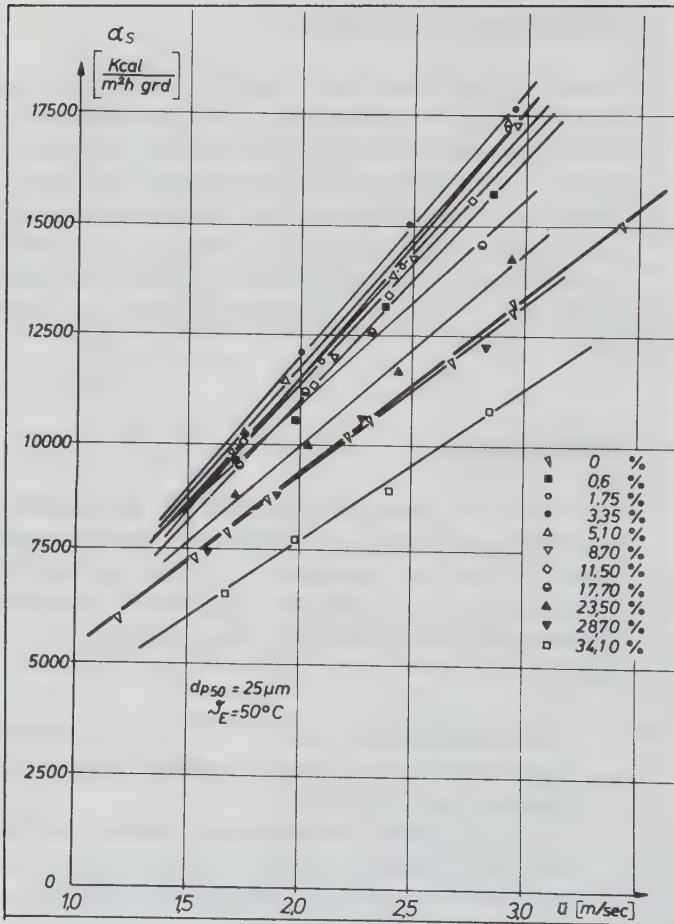


Abb. 16

Abhängigkeit der mittleren Wärmeübergangszahl α_s von der mittleren Transportgeschwindigkeit für die Korngröße $d_{p50} = 25 \mu\text{m}$

(Vergleiche auch Abb. A1 bis A4 im Anhang). Während bei $d_{p50} = 40, 70$ und $120 \mu\text{m}$ die Ausgleichsgeraden bis $c_v \approx 20 \%$ in etwa parallel zur Bezugskurve für Klarwasser liegen, ergibt sich für $d_{p50} = 12$ und $25 \mu\text{m}$ eine größere Steigung.

Zur Verdeutlichung dieser Tendenzen wird die prozentuale Veränderung des Wärmeübergangs gegenüber Wasser, ausgedrückt durch das Verhältnis $(\alpha_s/\alpha_o - 1) \times 100$, für $\bar{u} = \text{konst.}$ in Abhängigkeit von der Konzentration c_v aufgetragen. Die zu den Geschwindigkeiten gehörenden Reynoldszahlen sind auf die Stoffwerte der Trägerflüssigkeit Wasser bezogen. (Siehe Abb. A5 bis A7 im Anhang bzw. Abb. 17 im Text.) Es zeigt sich bei allen Körnungen ein ausgeprägtes Maximum des Wärmeübergangs, das in seiner Lage von der Geschwindigkeit unabhängig ist und zwischen $c_v = 3 \%$ und $c_v = 6 \%$ auftritt. Die Höhe des Maximums hängt stark von der Korngröße ab und wird bei den einzelnen Körnungen durch die Geschwindigkeit unterschiedlich beeinflusst. Für $d_{p50} = 12$ und $25 \mu\text{m}$ steigt das Maximum mit der Geschwindigkeit an, während die gröberen Körnungen eine umgekehrte Tendenz aufweisen. Dies wird in Abb. 17 am Beispiel der Körnungen mit $d_{p50} = 25$ und $120 \mu\text{m}$ demonstriert. Die größte Differenz zwischen den Maximalwerten der Wärmeübergangssteigerung ergibt sich bei der Geschwindigkeit $\bar{u} = 3 \text{ m/sec.}$

Nach dem Überschreiten des Maximums fällt der Wärmeübergang mit weiter steigender Konzentration wieder ab. Bei den feinen Körnungen mit $d_{p50} = 12$ und $25 \mu\text{m}$ ist für $c_v \geq 25 \%$ der Einfluß der Geschwindigkeit vernachlässigbar.

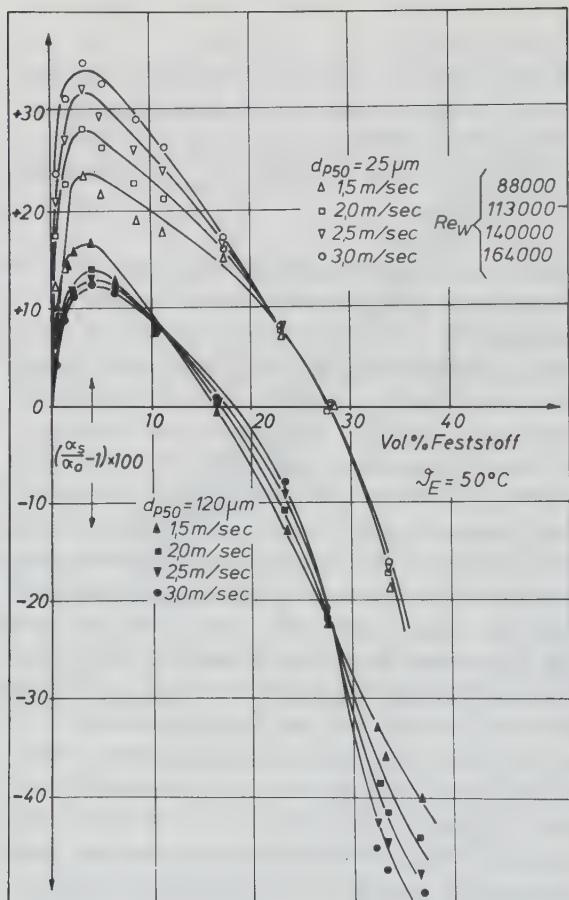


Abb. 17

Dimensionslose Veränderung des Wärmeübergangs gegenüber Wasser in Abhängigkeit von der Konzentration für verschiedene Reynoldszahlen.

Korngröße $d_{p50} = 25$ und $120 \mu\text{m}$

Die Änderung des Wärmeübergangs gegenüber dem Bezugswert von Wasser ist nur noch von der Konzentration abhängig.

Für $d_{p50} = 40 \mu\text{m}$ zeigt sich beim Vergleich der Geschwindigkeiten, daß die Steigerung und der Wiederabfall des Wärmeübergangs bei $\bar{u} = 1,5 \text{ m/sec}$ am stärksten ist. Eine Vergrößerung der Geschwindigkeit ergibt einen immer breiteren und flacheren Verlauf in der Form, daß sich die einzelnen Kurven mit $\bar{u} = \text{konst.}$ doppelt überschneiden. Dieser Überschneidungsbereich ist bei $70 \mu\text{m}$ und $120 \mu\text{m}$ etwa gleich groß und in beiden Koordinatenrichtungen erheblich stärker ausgeprägt als bei $40 \mu\text{m}$. Der erste Überschneidungspunkt verlagert sich mit steigender Korngröße zu immer niedrigeren Konzentrationen.

Die Abbildungen 18 und 19 zeigen den Vergleich aller fünf Körnungen bei konstanter Reynoldszahl

$$\text{Re} = 88\,000 \hat{=} \bar{u} = 1,5 \text{ m/sec} \quad \text{und}$$

$$\text{Re} = 164\,000 \hat{=} \bar{u} = 3,0 \text{ m/sec} \quad 1.)$$

Die größte Steigerung des Wärmeübergangs wird bei $\text{Re} = 88\,000$ von der Körnung mit $d_{p50} = 40 \mu\text{m}$ bewirkt. Das Maximum liegt bei etwa 29 %. Mit wachsender Reynoldszahl verschiebt sich das Maximum zu

-
- 1.) Trotz gleicher Reynoldszahl wie in Tabelle 2 ist die Geschwindigkeit hier niedriger, weil die mittlere Flüssigkeitstemperatur größer als 50°C ist. (Siehe unter Punkt 6.6.)

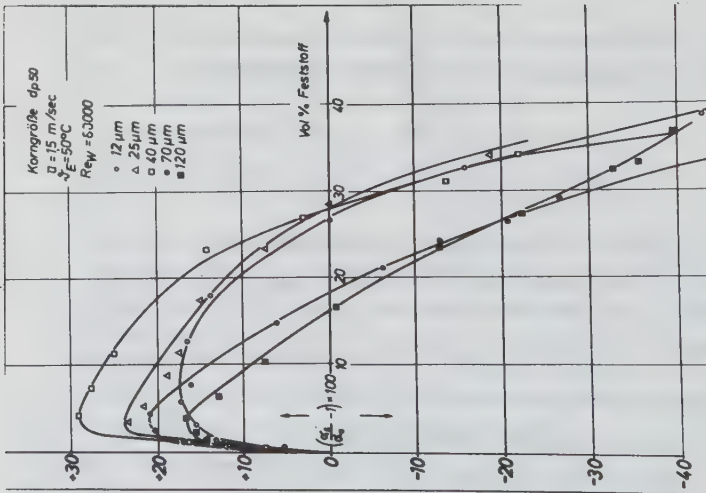


Abb. 18 $Re = 88\ 000$

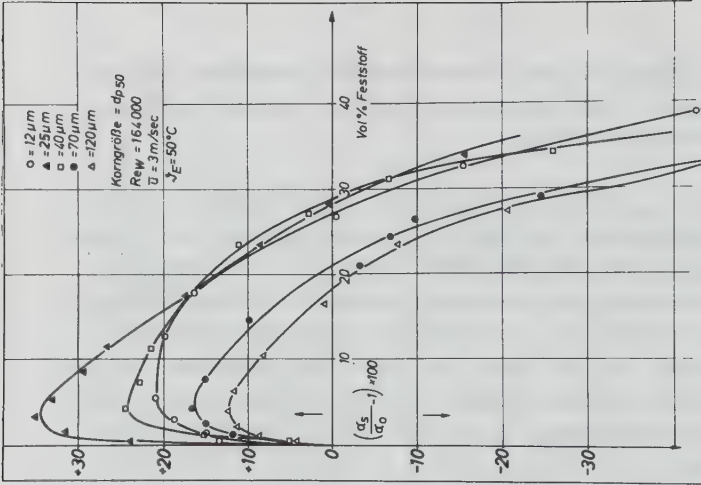


Abb. 19 $Re = 164\ 000$

Dimensionslose Veränderung des Wärmeübergangs in Abhängigkeit von der Konzentration. Vergleich aller Korngrößen bei zwei konstanten Reynoldszahlen.

kleineren Kornabmessungen. Bei $Re = 164\ 000$ liegt es bei $d_{p50} = 25\ \mu m$ und hat eine Höhe von etwa 34 %, während der höchste Wert der $40\ \mu m$ Körnung hier auf rund 24 % abgesunken ist.

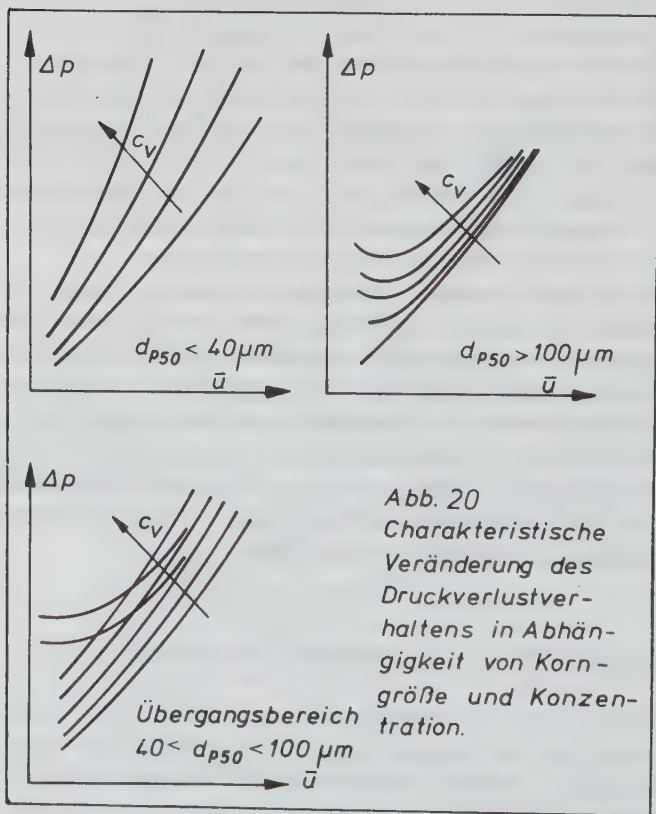
Bei höheren Konzentrationen tritt je nach der Korngröße eine deutliche Trennung der Kurvenverläufe in zwei Gruppen auf. Die Körnungen mit $d_{p50} \leq 40\ \mu m$ nähern sich in ihrem Wärmeübergangsverhalten immer stärker aneinander an, so daß für $Re = 88\ 000$ ab 25 Vol % und für $Re = 164\ 000$ schon ab etwa 18 Vol % der Einfluß der Korngröße praktisch vernachlässigbar ist. Da die Geschwindigkeit hier ebenfalls keinen nennenswerten Einfluß mehr hat, ist die Konzentration in diesem Korngrößenbereich allein maßgebend für die relative Veränderung des Wärmeübergangs.

Die beiden gröberen Körnungen zeigen bei einem mittleren Abszissenabstand von $c_v \approx 8 - 10\ %$ zu dem Kurvenbüschel der feinen Körnungen über Teile des höheren Konzentrationsbereiches einen ähnlichen Verlauf. Es erfolgt ebenfalls eine Annäherung der beiden Kurven. Für $c_v > 30\ %$ treten bei $d_{p50} = 120\ \mu m$ und $\bar{u} = 1,5\ m/sec$ wahrscheinlich durch teilweise Aussedimentation der Teilchen besondere Einflüsse auf, so daß die Kurvenverläufe nicht mehr vergleichbar sind.

7.2 Druckverluste in der geraden Rohrstrecke.

Abb.20 zeigt im Prinzip, wie sich das Druckverlustverhalten der Suspensionen bei der Variation von Korngröße und/oder Konzentration verändert. Die Meßwertdiagramme der Körnungen mit $d_{p50} = 12, 25,$

40 und 120 μm befinden sich im Anhang unter den Nummern A8 bis A11. Bei der 70 μm Körnung treten bei hohen Konzentrationen Effekte auf, die eine detaillierte Beschreibung erfordern. Das Diagramm wird deshalb direkt in den Text aufgenommen (Siehe Abb. 21)



Die Wasser-Sand-Suspensionen lassen sich nach dem Einfluß der Korngröße auf das Druckverlustverhalten in drei Gruppen einteilen:

1. "Quasi-homogenes" Verhalten zeigen die Suspensionen mit $d_{p50} = 12$ und $25 \mu\text{m}$. Der Druckverlust steigt im gesamten untersuchten Bereich monoton mit der Konzentration und der Geschwindigkeit. Die für $c_v = \text{konst.}$ gemessenen Kurven verlaufen bis etwa 6 Vol % nahezu parallel zur Wasserkurve und fächern bei höheren Konzentrationen mit steigender Geschwindigkeit immer mehr auf.

Der Konzentrationsbereich wurde nach oben dadurch begrenzt, daß die höchste einstellbare Strömungsgeschwindigkeit im Rohr stark abnahm, weil der Keilriemen zwischen Antriebsmotor und Pumpe ab einer bestimmten Pumpendrehzahl durchzurutschen begann.

2. Im Gegensatz zu den beiden feinen Körnungen treten bei $d_{p50} = 120 \mu\text{m}$ bereits alle Merkmale heterogenen Suspensionsverhaltens auf. Aus den für $\bar{u} \geq 1,5 \text{ m/sec}$ gemessenen Punkten ergeben sich bis 24 Vol % Kurven, die nahezu parallel zur Wasserkurve liegen. Bei weiterer Erhöhung der Konzentration verändert sich die Kurvenform im unteren Geschwindigkeitsbereich immer stärker. Ab 33 Vol % tritt bei $\bar{u} \approx 1,5 \text{ m/sec}$ ein ausgeprägtes Minimum in der Druckverlustkurve auf. Geringe Konzentrationssteigerungen bewirken in diesem Bereich ein starkes Anwachsen des Druckverlustes. Bei höheren Geschwindigkeiten (ab

$\bar{u} \approx 2,5 \text{ m/sec}$) nähern sich im Gegensatz dazu die Kurven aneinander an und verlaufen dann wieder etwa parallel zur Wasserkurve.

3. Die dritte Gruppe mit $d_{p50} = 40$ und $70 \mu\text{m}$ stellt einen Übergangsbereich zwischen homogenem und heterogenem Druckverlustverhalten dar. Die Tendenz der Kurven konstanter Konzentration, bei höheren c_v -Werten aufzufächern, nimmt mit steigender Korngröße ab. Im übrigen ist jedoch das Druckverlustverhalten bis zu einer bestimmten Konzentration dem homogener Suspensionen ähnlich. In einem sehr engen Konzentrationsbereich tritt dann plötzlich eine Veränderung ein. Bei der $40 \mu\text{m}$ Körnung hat die für $c_v = 41 \%$ gemessene Kurve im Mittel eine geringere Steigung als die Kurve mit $c_v = 37,75 \%$, so daß die Meßpunkte bis $\bar{u} \approx 1,5 \text{ m/sec}$ höher und dann niedriger als die Werte für $c_v = 37,75 \%$ liegen. Dieser Effekt tritt ebenfalls bei der $70 \mu\text{m}$ Körnung auf. Bis $c_v = 34,7 \%$ entspricht in Abb.21 der Kurvenverlauf im Prinzip dem bei homogenen Suspensionen. Bei den nächsten Konzentrationsstufen $c_v = 36,7 - 38,5 \%$ ist die Kurvensteigung im Mittel ebenfalls geringer als die für $c_v = 34,7 \%$. Im Vergleich zur $40 \mu\text{m}$ Körnung liegen die Kurven noch deutlicher außerhalb des homogenen Bereiches.

Um die Ursachen für dieses Suspensionsverhalten im Übergangsbereich genauer kennenzulernen, wurde zusätzlich bei konstanter Pumpendrehzahl die Konzentration variiert. Ausgangspunkt war der Messwert der Kurve mit $c_v = 36,7 \%$ bei der Geschwindigkeit

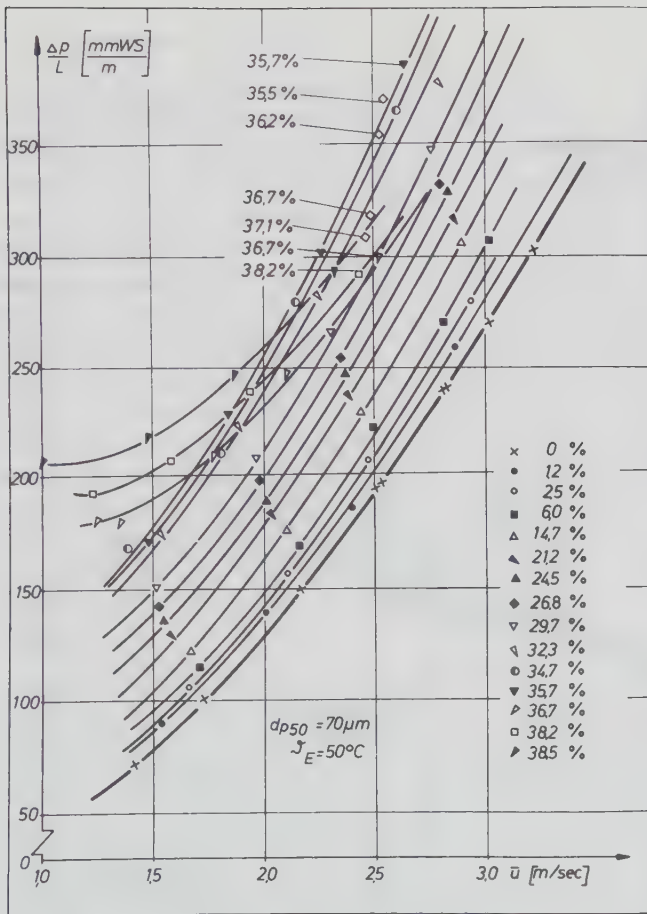


Abb. 21

Druckverluste in Abhängigkeit von der mittleren Transportgeschwindigkeit für verschiedene Konzentrationen.

Korngröße $d_{p50} = 70 \mu m$

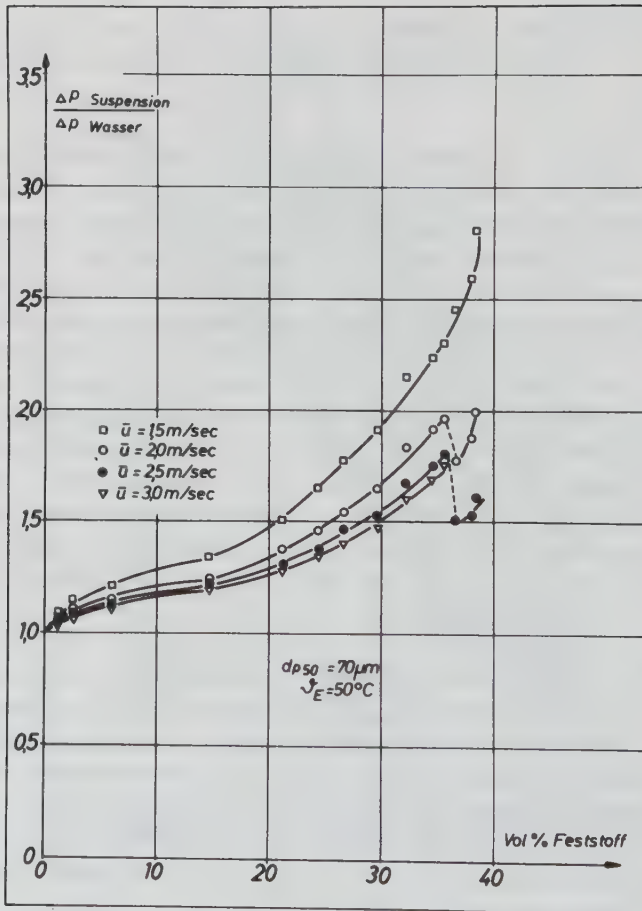


Abb. 22

Druckverluststeigerung in Abhängigkeit von der Konzentration für verschiedene Strömungsgeschwindigkeiten. Korngröße $d_{p50} = 70 \mu\text{m}$

$\bar{u} = 2,53$ m/sec. Durch Herabsetzen der Konzentration auf 35,5 % stieg der Druckverlust von 300 auf 370 mm Ws/m. Anschließend wurde die Konzentration erneut stufenweise auf 38,2 % erhöht. Der Druckverlust fiel dabei wieder bis auf 293 mm Ws/m ab. Gleichzeitig verringerte sich die mittlere Strömungsgeschwindigkeit auf Grund der erhöhten Beladung um etwa 0,1 m/sec. Dann wurde bei konstanter Konzentration $c_v = 38,2$ % die Geschwindigkeit stufenweise bis auf 1,24 m/sec reduziert. Abb. 21 zeigt, daß sich die Messkurve gut zwischen die zuvor bei $c_v = 36,7$ und 38,5 % gemessenen Kurven einordnet. Von dem Messpunkt mit $c_v = 38,2$ % und $\bar{u} = 1,24$ m/sec ausgehend wurde wiederum bei konstanter Pumpendrehzahl die Konzentration auf $c_v = 38,5$ und $c_v = 36,7$ % verändert. Die Messpunkte ordnen sich ebenfalls gut in die Kurvenverläufe ein.

Abb.22 zeigt das Verhältnis $(\Delta p_s / \Delta p_o)$ des Suspensionsdruckverlustes zum jeweiligen Bezugswert für Wasser in Abhängigkeit von der Feststoff-Konzentration. Die starke Steigerung des Druckverlustes bei $\bar{u} = 1,5$ m/sec sowie der plötzliche Abfall im Bereich von $c_v \approx 37$ % bei 2,0 und 2,5 m/sec Strömungsgeschwindigkeit wird hier deutlich.

In den Abb.23 und 24 ist das Verhältnis $(\Delta p_s / \Delta p_o)$ über der Konzentration für alle fünf Körnungen bei $\bar{u} = 1,5$ m/sec bzw. $\bar{u} = 2,75$ m/sec aufgetragen. Der Wiederabfall des Druckverlustes bei der 70µm- und der 40 µm-Körnung für $c_v > 37,75$ % ist nicht eingezeichnet, um die Darstellung übersichtlicher zu halten.

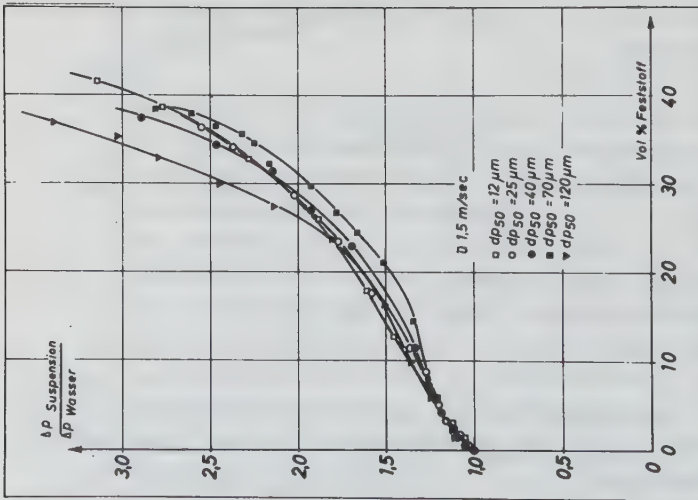


Abb. 23

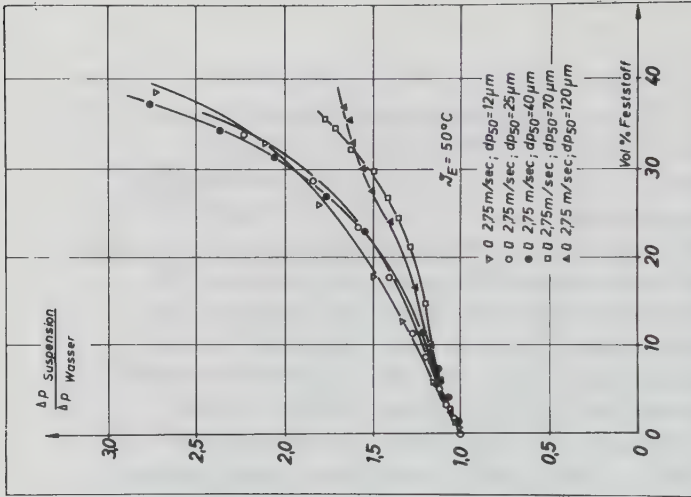


Abb. 24

Vergleich der Druckverluststeigerung als Funktion der Konzentration für verschiedene Korngrößen.

Es zeigt sich, daß der Einfluß der Korngröße auf den Druckverlust im Bereich $c_v < 5,0 \%$ im Rahmen der Versuchsgenauigkeit vernachlässigbar ist. Bei höheren Konzentrationen liegen die Kurven für $d_{p50} = 12, 25$ und $40 \mu\text{m}$ bei beiden Geschwindigkeiten stets ziemlich eng zusammen, der Einfluß der Korngröße ist für $d_{p50} \leq 40 \mu\text{m}$ also relativ gering. Die Druckverlustzunahme bei gleicher Konzentration unterscheidet sich außerdem bei $\bar{u} = 1,5$ bzw. $3,0 \text{ m/sec}$ nicht sehr stark, so daß der Einfluß der Geschwindigkeit im Vergleich zu dem bei den größeren Körnungen ebenfalls ziemlich klein ist.

Im Gegensatz dazu steigt für $d_{p50} \geq 70 \mu\text{m}$ der Druckverlust bei $\bar{u} = 1,5 \text{ m/sec}$ gegenüber dem bei $3,0 \text{ m/sec}$ erheblich stärker an, da bei der geringen Geschwindigkeit der Feststoff bereits teilweise aussedimentiert.

7.3 Krümmerniederdruckverluste

Die Meßwerte für den Umlenkverlustbeiwert ξ_u zeigen einen großen Streubereich, da ξ_u als Differenz zweier großer Zahlen ermittelt wird. (Vergleiche unter Punkt 6.6.).

Bezieht man die Reynoldszahl auf die Stoffwerte von Wasser, so ergibt sich bei den Suspensions-Druckverlustmessungen ein Variationsbereich von

$$70\,000 < Re < 150\,000$$

Innerhalb dieses Bereiches zeigt sich bei feststoff-

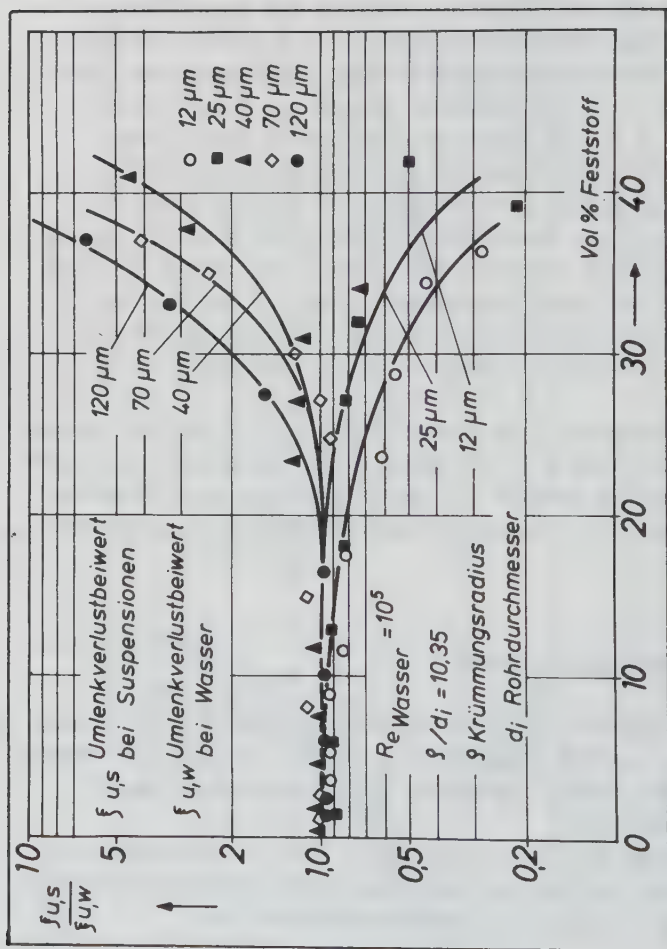


Abb. 25

Bezogener Umlenkverlust bei Suspensionen in Abhängigkeit von der Feststoff-Konzentration. Verhältnis $Q/d_i = 10,35$

beladener Strömung im Rahmen der Versuchsgenauigkeit keine signifikante Abhängigkeit des Umlenkverlustbeiwertes von der Reynoldszahl. In Abb.25 und A 13 ist das Verhältnis ($\xi_{u,s}/\xi_{u,w}$) des Umlenkverlustbeiwertes bei Suspensionen zu dem bei Klarwasser in Abhängigkeit von der Feststoffkonzentration für $Q/d_i = 7,6$ bzw. $10,35$ aufgetragen. Q kennzeichnet hier den Krümmungsradius, d_i den Innendurchmesser des Rohres. Beide Diagramme gelten für $Re = 10^5 = \text{konst.}$ Es zeigen sich folgende Tendenzen:

1. Für $Q/d_i = 7,6$ und $10,35$ besteht im Bereich $c_v < 20\%$ keine signifikante Abhängigkeit des Verhältnisses ($\xi_{u,s}/\xi_{u,w}$) von der Korngröße und von der Konzentration.
2. Für $c_v > 20\%$ steigt ($\xi_{u,s}/\xi_{u,w}$) mit der Konzentration für $d_{p50} \geq 40\ \mu\text{m}$ sehr stark an. Im Gegensatz dazu zeigt sich für $d_{p50} < 25\ \mu\text{m}$ in diesem Bereich eine erhebliche Verringerung des Umlenkverlustbeiwertes.
3. Die $120\ \mu\text{m}$ Körnung weist auch für $c_v > 20\%$ bei beiden Krümmungsradien nahezu gleiche Werte für ($\xi_{u,s}/\xi_{u,w}$) auf. Bei den anderen Körnungen liegen bei konstanter Konzentration die Werte für $Q/d_i = 7,6$ etwa $15 - 30\%$ höher als die für $Q/d_i = 10,35$.

7.4 Von Kármán-Konstante χ

Abb.26 zeigt für Klarwasser, wie die von Kármán-Konstante nach der unter Punkt 3.2.3 hergeleiteten Gleichung (34)

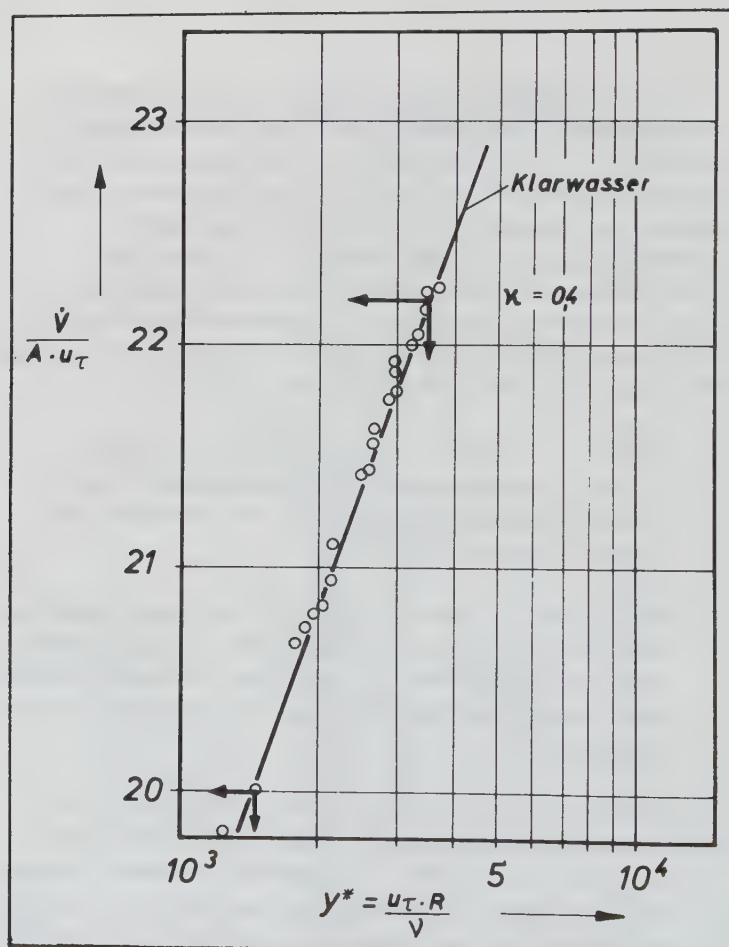


Abb. 26

Bestimmung der von Kármán-Konstanten K für Klarwasser.

aus Druckverlust- und Durchsatzmessungen als Kehrwert der Geradensteigung ermittelt werden kann. Die Ausgleichsgerade wird nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate bestimmt. Der Messwert $\chi \approx 0,4$ stimmt mit den Messungen anderer Autoren [19,61] überein.

In Abb.27 ist χ als Funktion der Feststoff-Konzentration für alle Körnungen aufgetragen. Die relativ große Streuung der Ergebnisse kommt daher, daß für die Bestimmung der Ausgleichsgeraden bei einer Konzentration nur vier bis fünf Versuchspunkte zur Verfügung stehen. Eine vergleichsweise geringe Streuung bei einzelnen Punkten kann daher eine deutliche Veränderung der Geradensteigung bewirken. Trotz dieser Streuungen lassen sich in Abb.27 je nach Korngröße und Konzentration drei Bereiche voneinander trennen:

1. Bis $c_v \approx 4,0 \%$ ist keine Abhängigkeit von der Korngröße erkennbar. Die Abnahme von χ ist nur eine Funktion der Konzentration, wobei die Tendenz zur Abnahme mit steigender Konzentration geringer wird.
2. Für $c_v > 4,0 \%$ zeigt der Verlauf der Messpunkte mit $d_p \leq 40 \mu m$ in der Tendenz, daß die Abhängigkeit von der Konzentration immer geringer wird. Dementsprechend verlaufen die Ausgleichskurven bei $c_v = 20 \%$ fast parallel zur Abszissenachse und haben mit $\chi \approx 2,4$ praktisch für alle drei Korngrößen 12, 25 und $40 \mu m$ den gleichen Ordinatenwert.
3. Bei den beiden größeren Körnungen fällt χ auch bei

höheren Konzentrationen noch weiter ab. Diese Tendenz ist bei $d_{p50} = 120 \mu\text{m}$ besonders ausgeprägt. Der χ -Wert ist bei $c_v = 20\%$ etwa um die Hälfte kleiner als bei den feinen Körnungen.

Mit Gleichung (39) läßt sich die Veränderung des Geschwindigkeitsgradienten bei dünnflüssigen Suspensionen im Bereich der Übergangsschicht berechnen. Abb.28 zeigt einen Anstieg des Geschwindigkeitsgradienten ($d\bar{u}/dy$) an der Stelle $y^* = 11,5$ mit zunehmender Konzentration.

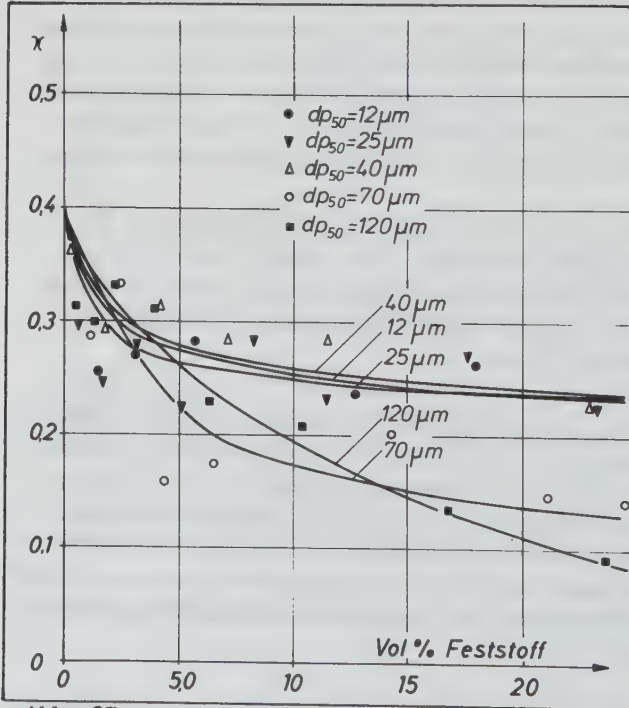


Abb. 27

Von Kármán-Konstante χ in Abhängigkeit von der Konzentration bei verschiedenen Korngrößen

Die Abnahme von χ mit c_v bewirkt also eine Aufsteilung des mittleren Geschwindigkeitsprofils im wandnahen Bereich. Für $c_v > 3,0\%$ ist der Verlauf von $(d\bar{u}/dy)$ gestrichelt dargestellt. Die Anwendung von Gleichung (39) ist wegen des Einflusses der Teilchenwechselwirkung bei höheren Konzentrationen sehr unsicher.

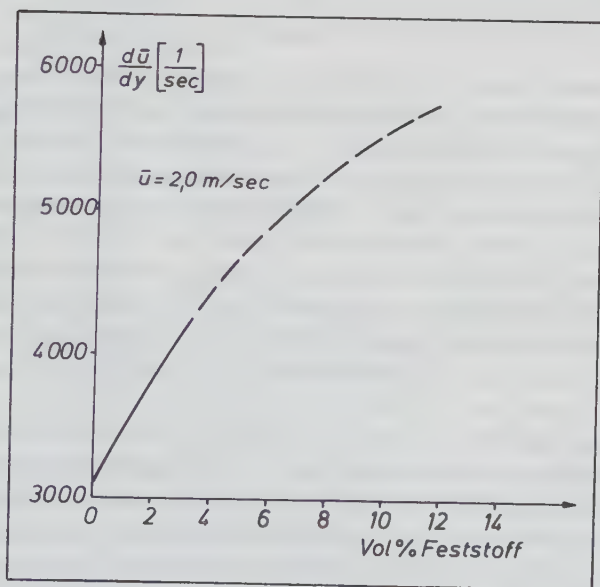


Abb. 28

Zunahme des Geschwindigkeitsgradienten $d\bar{u}/dy$ mit der Konzentration an der Stelle $y^* = 11,5$
Berechnung nach Gleichung (39)

8. Diskussion

8.1 Wärmeübergang.

Die in Abb.18 und 19 dargestellten Messergebnisse zeigen, daß bei Flüssig-Feststoff-Suspensionen durch entsprechende Einstellung von Reynoldszahl, Rohrdurchmesser, Korngröße und Konzentration Wärmeübergangsteigerungen bis über 30 % erzielt werden können.

Boothroyd [3] gibt in seinem 1971 erschienenen Buch, unter anderem auf Grund der Messungen von Salamone [5], die in der Literatur bislang vorherrschende Meinung wieder, daß Feststoffe auf den Wärmeübergang in Flüssigkeiten nur sehr geringen Einfluß haben und dieses Gebiet daher wenig Beachtung gefunden hat. Dieser Schluß wird damit begründet, daß bei Flüssig-Feststoff-Suspensionen das Verhältnis der spezifischen Dichten (ρ_p/ρ_f) und das der spezifischen Wärmen (C_p/C_f) wesentlich kleiner ist als bei Gas-Feststoff-Suspensionen.

Die Möglichkeit, als Folge der kinematischen Wechselwirkung von Feststoff-Teilchen und Fluid in turbulenter Strömung den Wärmeübergang durch zusätzliche Störung der viskosen Unterschicht zu verbessern, ist demgegenüber in der Literatur über Feststoff-Flüssig-Suspensionen nahezu unbeachtet geblieben. Auf Grund der eigenen Ergebnisse zeigt sich, daß mit Ausnahme der Untersuchungen von Brandon [10] entweder eine oder mehrere der entscheidenden Einflußgrößen zu ungünstig lagen [7,8], oder die erforderliche Systematik [5,6] oder Genauigkeit [4,9] fehlte, um diesen Effekt aus

den Versuchsergebnissen direkt zu erkennen. Brandon hat grundsätzlich gezeigt, daß eine Wärmeübergangssteigerung auch bei Feststoff-Flüssig-Systemen durch entsprechende Beeinflussung der viskosen Unterschicht möglich ist. Die im Bereich $c_v < 1,2$ % gemessenen Wärmeübergangssteigerungen von 12 - 14 % sind jedoch für eine industrielle Anwendung zu gering. Die größten Steigerungen ergeben sich außerdem für Korngrößen zwischen 50 und 100 μm , so daß in der Praxis bei längerem Betrieb bereits mit beträchtlichem Verschleiß gerechnet werden muß.

Unter welchen Bedingungen und in welchem Ausmaß der Wärmeübergang bei weiterer Erhöhung der Konzentration gesteigert werden kann, ob ein Maximum existiert und wie der quantitative Verlauf jenseits des Maximums ist, darüber gibt es in der Literatur keine Angaben.

Die eigenen experimentellen Ergebnisse zeigen nun, daß bei entsprechender Einstellung von Rohrdurchmesser und Reynoldszahl durch die Zugabe von 3,4 Vol % Quarzsand mit $d_{p50} = 25 \mu\text{m}$ eine Steigerung des Wärmeübergangs von knapp 34 % erzielt werden kann. Von erheblichem Interesse für die Praxis ist einmal das Ausmaß der möglichen Steigerung. Entscheidend für die industrielle Anwendung ist jedoch vor allem, daß eine derartige Verbesserung durch Zugabe so feiner Teilchen bewirkt werden kann. Die geringe Korngröße und die relativ niedrige Feststoffkonzentration halten den Verschleiß der Apparate und den Abrieb der Teilchen gering. Außerdem ist die Sinkgeschwindigkeit der Partikel so klein, daß der Feststoff praktisch ohne zusätzlichen Aufwand für Rührer o. ä. in Suspension gehalten werden kann. Dadurch wird die Möglichkeit eröffnet, Feststoff-Flüssig-

Suspensionen in Wärmeaustauschern zur Erhöhung des Wärmeübergangs wirtschaftlich einzusetzen.

In der chemischen Industrie werden zur Durchführung von Reaktionen bei Feststoff-Flüssig-Suspensionen in zunehmendem Maße Rohrreaktoren eingesetzt [13 - 15]. Sie haben gegenüber Rührkesseln unter anderem die Vorteile höherer Belastbarkeit durch Druck und Temperatur und höherer Turbulenz der Strömung. Beide Faktoren spielen für die Größe des Stoffaustausches zwischen Teilchen und Flüssigkeit eine wesentliche Rolle. Rohrreaktoren sind in vielen Fällen besonders gut zur Durchführung kontinuierlicher Prozesse geeignet, so daß Suspensionen zur Einhaltung günstiger Reaktionsbedingungen oder auch während des hydraulischen Transports zwischen zwei Prozeßstufen beheizt oder gekühlt werden müssen. Die Konzentrationen liegen dabei mit $c_v = 5 - 30\%$ im allgemeinen jenseits des Wärmeübergangsmaximums. Der Wiederabfall des Wärmeübergangs hängt für $c_v > 5\%$ in seinem Ausmaß vor allem von der Korngröße ab. Unter Berücksichtigung des Verschleißes der Apparate sowie der Mahlkosten für die Zerkleinerung der Feststoffe kann daher durch entsprechende Auswahl von Korngröße und/oder Konzentration die für den Wärmeübergang günstigste Kombination eingestellt werden. Durch Einbeziehung der Bedingungen für den Stoffübergang Teilchen/Flüssigkeit wird somit eine Kostenoptimierung des gesamten Systems möglich.

Einen prinzipiell ähnlichen Verlauf der Wärmeübergangszahl α über der Konzentration findet man auch bei Flüssig-Feststoff-Fließbetten. So steigt zum Beispiel nach Messungen von Brea und Hamilton [50] der

Wärmeübergang mit der Beladung ebenfalls rasch an, das Maximum wird jedoch erst bei $c_v = 20 - 30 \%$ erreicht und der Wiederabfall ist bis $c_v \approx 40 \%$ weniger stark als bei den Suspensionsströmungen.

Die Druckverlustmessungen ergeben in Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Autoren [1,51], daß sich Wasser-Sand-Suspensionen mit Korngrößen $d_{p50} < 40 \mu m$ wie homogene Mischungen verhalten. Der Einfluß der Korngröße ist in diesem Bereich beim hydraulischen Transport gering.

Im Gegensatz dazu zeigen die Wärmeübergangsergebnisse für $c_v < 20 \%$ auch bei Korngrößen von $d_{p50} = 12$ bis $40 \mu m$ einen starken Korngrößeneinfluß. Im Hinblick auf den Wärmeübergang ist der Begriff "homogen" daher erst bei Suspensionen mit Korngrößen unter etwa 2 bis $4 \mu m$ zutreffend.

Boothroyd [52] kommt auf Grund einer zusammenfassenden Darstellung der Ergebnisse mehrerer Autoren über den Wärmeübergang an Gas-Feststoff-Suspensionen unter anderem zu dem Ergebnis, daß die Steigerung des Wärmeübergangs mit abnehmender Reynoldszahl größer wird (Vergleiche unter Punkt 2.1.).

Die eigenen Untersuchungen zeigen eindeutig, wenn auch bei flüssigem Trägermedium, daß je nach Korngröße und Reynoldszahlbereich sowohl eine Steigerung wie eine Abnahme des Wärmeübergangs mit der Reynoldszahl möglich ist. Ein von Brandon durchgeführter Vergleich verschiedener Untersuchungen bei Gas-Feststoff-Suspensionen ergibt zudem eine ähnliche Tendenz. Die von Boothroyd angegebene Tendenz der Steigerung des Wärmeübergangs mit fallender Reynoldszahl kann daher nur für bestimmte

Bereiche der Korngröße und der Reynoldszahl gelten. Messungen von Depew und Farbar [67] deuten bei Gas-Feststoff-Suspensionen darauf hin, daß die Steigerung des Wärmeübergangs durch die Anwesenheit der Teilchen hauptsächlich auf einer Vergrößerung des Eintrittseffektes beruht. Eine theoretische Untersuchung von Tien [68] zum Wärmeübergang an Gas-Suspensionen mit Teilchen, die klein sind gegenüber der kleinsten Turbulenzballengröße, sagt ebenfalls eine leichte Steigerung des Wärmeübergangs durch Vergrößerung des Eintrittseffektes voraus. Bei vollausgebildetem Strömungs- und Temperaturprofil ist nach Tien der Teilcheneinfluß vernachlässigbar.

Bei den eigenen Versuchen ist bei getrennter Bilanzierung in den drei kleinen Kondensatgefäßen (Siehe Abb. 5) in Übereinstimmung mit den Messungen von Brandon keine Verstärkung des Eintrittseffektes feststellbar. Die hier gemessenen Steigerungen des Wärmeübergangs beruhen daher auf Effekten, die durch die kinematische Wechselwirkung von Fluid- und Feststoffteilchen in der thermisch und hydrodynamisch voll ausgebildeten turbulenten Strömung verursacht werden. Die von Tien angegebene Tendenz kann allenfalls für die sehr feinen Teilchen zutreffend sein.

8.2 Vergleich mit der Modellvorstellung.

Das Modell beruht auf der Vorstellung, daß die kinematische Wechselwirkung bei etwa gleicher Größe von Feststoffpartikel und Turbulenzballen am ausgeprägtesten ist. Die viskose Unterschicht wird infolge der

intensiven Rührwirkung beider Phasen dann am stärksten gestört, wenn das Maximum der Wechselwirkung etwa im selben Bereich liegt wie das Maximum der turbulenten Energieproduktion, größenordnungsmäßig also bei $y^* = 11,5$. Die in diesem Gebiet vorherrschenden Turbulenzballen der Größe λ_g sind folglich maßgebend für die Wechselwirkung mit den Feststoffteilchen. Die Größe des Verhältnisses (d_p/λ_g) , bei dem die stärkste Steigerung des Wärmeübergangs gemessen wird, ist somit ein Prüfkriterium für die Richtigkeit der Modellvorstellung.

Wie die Ableitung der Gleichung (57) für das Mikrolängenmaß λ_g auf Grund der Modellvorstellung und die experimentellen Ergebnisse für die von Kármán-Konstante χ zeigen, wird λ_g durch die Anwesenheit von Feststoffteilchen in zweifacher Weise beeinflusst:

1. Der Exponent des Produktes $(\chi \cdot y^*)$ erhöht sich von $n = 1/2$ auf $n = 5/8$, wenn die Partikel-Reynoldszahl außerhalb des Gültigkeitsbereiches des Stokesschen Widerstandsgesetzes liegt.
2. Die von Kármán-Konstante χ nimmt im Bereich $c_v < 4\%$ ohne erkennbaren Einfluß der Teilchengröße mit steigender Konzentration ab.

Nach Gleichung (57) ergibt sich somit bei zunehmender Konzentration eine Verkleinerung von λ_g . Diese Abnahme der Turbulenzballengröße erscheint physikalisch plausibel, da die Fluidballen durch die intensive Wechselwirkung mit den Feststoffteilchen in der wandnahen Strömung zusätzlichen Scherkräften ausgesetzt sind. Elata und Ippen [53] haben für neutral

in Wasser schwimmende Teilchen mit $d_{p50} \approx 120 \mu\text{m}$ Geschwindigkeitsprofile und Turbulenzspektren in Abhängigkeit von der Konzentration gemessen. In Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Vanoni und Brooks [54] bei Wasser-Sand-Suspensionen ergibt sich ebenfalls eine Abnahme von χ mit steigender Konzentration. Elata und Ippen deuten diesen Sachverhalt folgendermaßen:

Die suspendierten Teilchen beeinflussen die Strömung direkt nur im wandnahen Bereich, weil hier Partikel- und Fluidballenabmessung von gleicher Größenordnung sind. Durch die Anwesenheit der Teilchen wird die Produktion der kleinzelligen Turbulenz in diesem Bereich erhöht. Da ein Teil dieser kleinen Turbulenzelemente durch konvektive Wirkung der großen Ballen quer durch die Strömung transportiert wird, müssen die großen Turbulenzelemente bei einer Erhöhung der Turbulenzproduktion in der Nähe der viskosen Unterschicht für diesen Transport zusätzlich Energie aufbringen. Diese Energie wird der mittleren Strömung entzogen und resultiert in einer Aufsteilung des Geschwindigkeitsprofils im Bereich der turbulenten Grenzschicht, also in einer Verminderung der Konstanten χ .

Die Messungen der turbulenten Schwankungsenergie in Hauptströmungsrichtung deuten bei feststoffbeladener Strömung auf eine Verschiebung des Spektrums zu kleineren Turbulenzballenabmessungen hin.

Diese Tendenz würde zu der Abnahme von λ_g nach Gleichung (57) mit steigender Konzentration passen. Ob die Ergebnisse dieser Turbulenzmessungen jedoch übertragen werden dürfen, ist wegen des unterschiedlichen Dichteverhältnisses gegenüber den eigenen Versuchen

nicht gesichert. Turbulenzintensitätsmessungen von Brandon haben, allerdings bei sehr geringen Konzentrationen ($c_v = 0,25 - 0,28 \%$) und Teilchengrößen $d_p < 65 \mu m$, keine Veränderung durch die Feststoffzugabe ergeben. Der geringste Wandabstand war jedoch, bedingt durch die notwendige Mindestgröße der Meßsonde, immer noch groß gegen die Abmessung der Übergangsschicht, innerhalb der ja der hauptsächliche Einfluß der Teilchen auf die Turbulenzstruktur erwartet wird.

Bei Turbulenzmessungen mit quarzbeschichteten Heißfilmgebern werden die Sonden durch die Feststoffteilchen sehr rasch zerstört, so daß bisher allenfalls sehr niedrige Konzentrationen untersucht werden konnten. Bei den üblichen Meßsonden ist zudem nur bei sehr großen Rohr- oder Kanalabmessungen die Sondengröße klein gegen die Dicke der Übergangsschicht.

Zusammenfassend kann man sagen, daß bei dieser Modellvorstellung nicht nur die Beeinflussung der Teilchenbewegung durch die Turbulenz betrachtet wird, sondern auch eine Rückwirkung der Teilchen auf die Größe der Turbulenzballen. Eine Verkleinerung von λ_g mit steigender Feststoffkonzentration erscheint plausibel; die in der Literatur vorhandenen Messungen reichen für eine Bestätigung dieser Theorie jedoch nicht aus, widerlegen sie aber auch nicht. Klarheit kann hier nur durch Messung der lokalen Schwankungskomponenten beider Phasen geschaffen werden.

Der entscheidende Grund für die Verwendung von λ_g als kennzeichnende Fluidballenabmessung für den Vergleich mit der Teilchengröße liegt deshalb auch darin, daß λ_g eine direkt mit Hilfe der Korrelationsfunktion meßbare Größe ist. Das von Brandon verwendete Kolmogoroff-Mikrolängenmaß l_s beruht demgegenüber rein auf Ähnlichkeitsbedingungen. Die Abhängigkeit $l_s = f(D, Re)$ wurde von Brandon außerdem nur für Klarwasser abgeschätzt.

Die Abb. 18 und 19 zeigen, daß die maximalen gemessenen Steigerungsraten des Wärmeübergangs bei vier Körnungen in einem sehr engen Konzentrationsbereich zwischen $c_v = 3,35$ und $4,35$ % liegen. Nur bei $d_{p50} = 12 \mu m$ ist das Maximum mit $c_v = 5,8$ % zu einer etwas höheren Konzentration verschoben. Zur Bestimmung des "optimalen Verhältnisses" (d_p / λ_g) bei $c_v \approx \text{konst.}$ werden daher für $d_{p50} > 12 \mu m$ die gemessenen Maximalwerte der Wärmeübergangssteigerung benutzt, während bei der feinsten Körnung die Steigerungsraten für $c_v = 3,2$ % eingesetzt werden. Nach Abb.27 hat die von Kármán-Konstante bei allen Korngrößen in diesem Konzentrationsbereich etwa den Wert $\chi = 0,28$. In Abb. 29 ist das Verhältnis $(\alpha_s / \alpha_o - 1) \times 100$ in Abhängigkeit von (d_p / λ_g) für alle fünf Körnungen aufgetragen. Der Verlauf zeigt ein scharf ausgeprägtes Maximum der Wärmeübergangssteigerung mit dem Scheitelwert an der Stelle $(d_p / \lambda_g) \approx 0,3$. Gemessen an dem Kriterium der optimalen Wärmeübergangssteigerung stellt der Wert $(d_p / \lambda_g) \approx 0,3$ das Verhältnis der stärksten kinematischen Wechselwirkung zwischen Turbulenzballen und Feststoffpartikel dar. Daß der Fluidballen bei

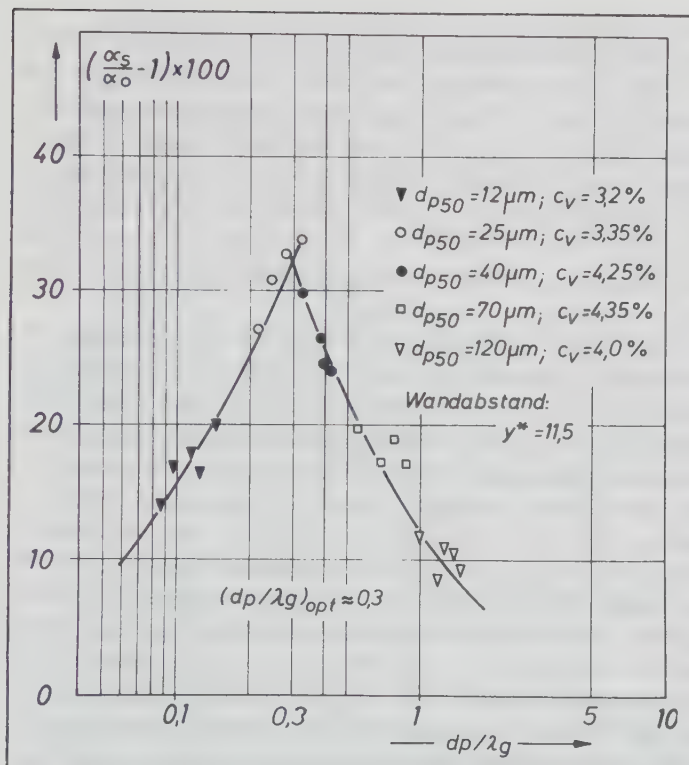


Abb. 29

Dimensionslose Steigerung des Wärmeübergangs in Abhängigkeit von dem Verhältnis Korngröße zu Turbulenzballenabmessung (d_p/λ_g) .

dem optimalen Wechselwirkungsverhältnis etwa die dreifache Größe des Feststoffteilchens hat, erscheint unter Berücksichtigung der ebenfalls rund dreimal größeren Dichte des Feststoffes sehr plausibel. Die für die Herleitung der Modellvorstellung grundlegende Annahme gleicher Größenordnung beider Partner für $(d_p/\lambda_g)_{\text{opt}}$ ist damit sehr gut bestätigt.

Der Scheitelwert des Wärmeübergangsmaximums in Abb.29 trennt zwei Bereiche. Für $(d_p/\lambda_g) < 0,3$ wird der Wärmeübergang mit steigender Reynolds-Zahl verbessert, während für $(d_p/\lambda_g) > 0,3$ die Tendenz umgekehrt ist. Dieser Verlauf bestätigt die Modellvorstellung von der Ortsabhängigkeit des optimalen Wechselwirkungsverhältnisses innerhalb der Strömung. Die Turbulenzballengröße nimmt mit wachsendem Wandabstand und fallender Reynolds-Zahl zu. Für die Körnungen mit $d_{p50} = 12$ und $25 \mu\text{m}$ bedeutet dies: An der Stelle $y^* = 11,5$ liegt das Verhältnis (d_p/λ_g) bei der niedrigsten gemessenen Reynolds-Zahl unter dem Scheitelwert $(d_p/\lambda_g) \approx 0,3$. Mit steigender Reynolds-Zahl nähert sich (d_p/λ_g) jedoch dem Scheitelwert, die kinematische Wechselwirkung wird stärker und der Wärmeübergang als Folge davon verbessert. Erst für $d_{p50} = 25 \mu\text{m}$ und $Re = 164\ 000$ wird $(d_p/\lambda_g) \approx 0,3$ und damit das Maximum der Wärmeübergangssteigerung erreicht. (Vergleiche Abb.19). Bei der Körnung mit $d_{p50} = 40 \mu\text{m}$ ergibt sich für $Re = 88\ 000$ ebenfalls $(d_p/\lambda_g) \approx 0,3$. Abb. 18 zeigt eindeutig, daß die maximale Wärmeübergangssteigerung bei dieser Reynolds-Zahl von der $40 \mu\text{m}$ -Körnung bewirkt wird. Der Unterschied in der Steigerungsrate beider Körnungen liegt mit knapp 4 % im Rahmen der

Meßgenauigkeit. Für $d_{p50} \geq 40 \mu\text{m}$ gibt es bei Erhöhung der Reynolds-Zahl im Gegensatz zur $12 \mu\text{m}$ -Körnung zwar stets einen Wandabstand y^* , an dem im zeitlichen Mittel $(d_p/\lambda_g) \approx 0,3$ ist. Dieser Wandabstand nimmt mit Reynolds-Zahl und Korngröße aber immer weiter zu, so daß die Beeinflussung der viskosen Unterschicht und damit die Wärmeübergangssteigerung immer geringer werden.

Mit $(d_p/\lambda_g)_{\text{opt}} \approx 0,3$ ergibt sich für die Konstante in Gleichung (60) $K \approx 0,555$. Durch Einsetzen von K sowie von $y^* = 11,5$ in Gleichung (72) erhält man als Gleichung für den optimalen Teilchendurchmesser

$$d_{p \text{ opt}} = 127 \cdot D \cdot \chi^{5/8} \cdot \text{Re}^{-7/8} \cdot \left(\frac{\rho_f}{\rho_p}\right)^{5/8} \quad (82)$$

Für $\chi = 0,28$ bei $c_v \approx 4 \%$ ergibt Gleichung (82) in sehr guter Übereinstimmung mit den Versuchsergebnissen bei $\text{Re} = 88\,000$ $d_{p \text{ opt}} \approx 40 \mu\text{m}$ und bei $\text{Re} = 164\,000$ $d_{p \text{ opt}} \approx 23 \mu\text{m}$. Bei $c_v = 1,2 \%$ und $\text{Re} = 40\,000$ erhält man einen optimalen Teilchendurchmesser von $d_p \approx 87 \mu\text{m}$. Dieser Wert paßt gut zu den Messungen von Brandon im senkrechten und im waagerechten Rohr.

Gleichung (82) kann folglich benutzt werden, um in einer beliebigen Kombination von Rohrdurchmesser, Reynolds-Zahl und Konzentration den für die Wärmeübergangssteigerung optimalen Teilchendurchmesser zu berechnen. Die erreichbare Steigerung liegt bei entsprechender Wahl der Konzentration bei etwa 30 %.

Zwischen dem Mikro-Längenmaß λ_g bei $c_v = 4 \%$ und dem Kolmogoroff-Mikro-Längenmaß l_s bei Klarwasser

besteht das Größenverhältnis

$$\frac{\lambda_g}{l_s} \approx 13,8$$

Mit $(d_p/\lambda_g)_{\text{opt}} \approx 0,3$ erhält man somit

$$(d_p/l_s)_{\text{opt}} \approx 4,15$$

Die Größe von l_s nach Gleichung (72) unterscheidet sich nur wenig von der Abschätzung nach Brandon für das Kolmogoroff- Mikro-Längenmaß; das von Brandon mit $(d_p/l_s)_{\text{opt}} = 7$ bestimmte Verhältnis ist also offensichtlich zu groß. (Vergleiche unter Punkt 2.2).

Nach Messungen von Townsend [69] liegt das Maximum der turbulenten Dissipation etwa bei der fünffachen Größe von l_s . Der Wert $(d_p/l_s) \approx 4,15$ entspricht, zumal unter Berücksichtigung der größeren Feststoffdichte, diesem Wert ziemlich genau.

Für den Konzentrationsbereich $c_v > 5\%$, also den Wiederabfall des Wärmeübergangs, liegen aus der Literatur keine Turbulenzmeßergebnisse vor. Wahrscheinlich ist, daß auf Grund der zunehmend stärkeren Wechselwirkung der Teilchen untereinander der turbulente Austausch immer mehr behindert wird. Die Turbulenz wird sozusagen ausgedämpft und der Wärmeübergang infolgedessen vermindert. Damit wird gleichzeitig eine Plausibilitätserklärung dafür gegeben, daß die maximale Wärmeübergangssteigerung im Bereich $c_v \approx 3-6\%$ liegt, wo der Einfluß der Teilchenwechselwirkung nach der Abschätzung unter Punkt 2. eine zunehmend stärkere Bedeutung gewinnt.

8.3. Druckverluste im dünnflüssigen Suspensionsbereich

Abb.30 zeigt den Verlauf der Schubspannung bei allen fünf Körnungen, aufgetragen über der Volumenkonzentration c_v für $\bar{u} = 2$ m/sec. Im Gegensatz zu den Wärmeübergangsmessungen (vergleiche Abb.18 und 19) ergibt sich im Bereich $c_v < 5\%$ keine Abhängigkeit von der Korngröße. Das Wärmeübergangs- und das Druckverlustverhalten ist bei diesen Zweiphasenströmungen also grundsätzlich verschieden, so daß Analogiebeziehungen ähnlich denen bei einphasigen Strömungen nicht angewendet werden können. Unter sonst gleichen Bedingungen gilt bei einphasigen Strömungen für den Druckverlust im turbulenten Bereich

$$\Delta p \sim \bar{u}^{7/4}$$

während für den Wärmeübergang

$$\dot{q} \sim \bar{u}^{3/4}$$

gültig ist. Daraus folgt, daß eine Erhöhung des Wärmeübergangs mit einem doppelt so starken Anwachsen der Druckverluste verbunden ist. Im Gegensatz dazu steigt bei $Re = 164\ 000$ der Wärmeübergang durch die Zugabe von 3,35 Vol% Feststoff mit $d_{p50} = 25\ \mu m$ etwa 34 % an, während der Druckverlust nur um knapp 8 % größer wird. Dieser Umstand unterstreicht aus wirtschaftlichen Gründen gegenüber anderen Methoden zur Turbulenzverstärkung den praktischen Einsatz solcher Suspensionen zur Steigerung des Wärmeübergangs.

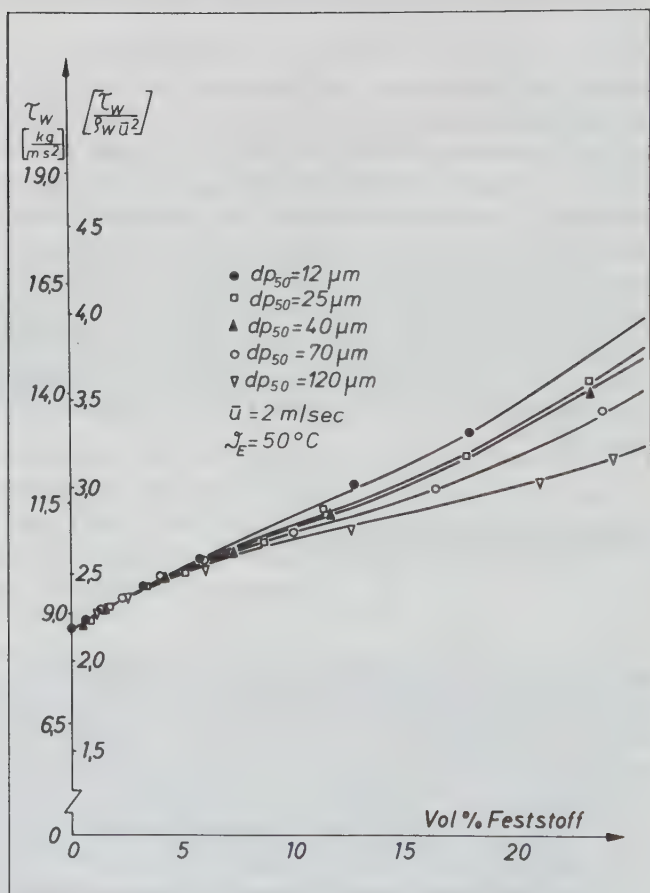


Abb. 30

Wandschubspannung τ_w in Abhängigkeit von der Konzentration für verschiedene Korngrößen.

Die Ursache für das Druckverlustverhalten kann ebenfalls mit der Modellvorstellung für die kinematische Wechselwirkung beider Phasen erklärt werden.

Durch die Wechselwirkung zwischen Fluid- und Feststoffteilchen wird zusätzlich Energie dissipiert, was sich in einem Anstieg des Druckverlustes gegenüber der Reinwasserströmung äußert. Im Bereich des Maximums der kinetischen Wechselwirkung bei $(d_p/\lambda_g) \approx 0,3$ wird der Anteil der zusätzlich dissipierten Energie am größten sein. Ob $(d_p/\lambda_g)_{opt}$ jedoch im wandnahen Bereich oder weiter in der Kernströmung auftritt, ist an der Größe des Druckverlustes nicht feststellbar, da in jedem Fall nur die Summe dessen meßbar ist, was über den gesamten Rohrquerschnitt an zusätzlicher Energie verbraucht wird. Von Ebert[41] wurde durch Abschätzung dieser zusätzlich dissipierten Energie auf Grund der Anwesenheit von Teilchen folgende Beziehung für den Druckverlust bei Gas-Feststoff-Suspensionen mit niedriger Konzentration hergeleitet:

$$\Delta p_s = \Delta p_f \left(1 + \frac{2}{3} \cdot \frac{\rho_p}{\rho_f} \cdot c_v \right) \quad (83)$$

Gleichung (83) gilt für den Teilchengrößenbereich, in dem die Partikel auf Grund der turbulenten Bewegung von der Strömung getragen werden. Im Bereich grober Teilchen ($d_p \geq 2 \text{ mm}$) gelten bei "springendem Feststofftransport"[16] andere Gesetze.

Die Abb.31 und A12 zeigen im Vergleich zu den Meßergebnissen bis $c_v \approx 6 \%$ eine sehr gute Überein-

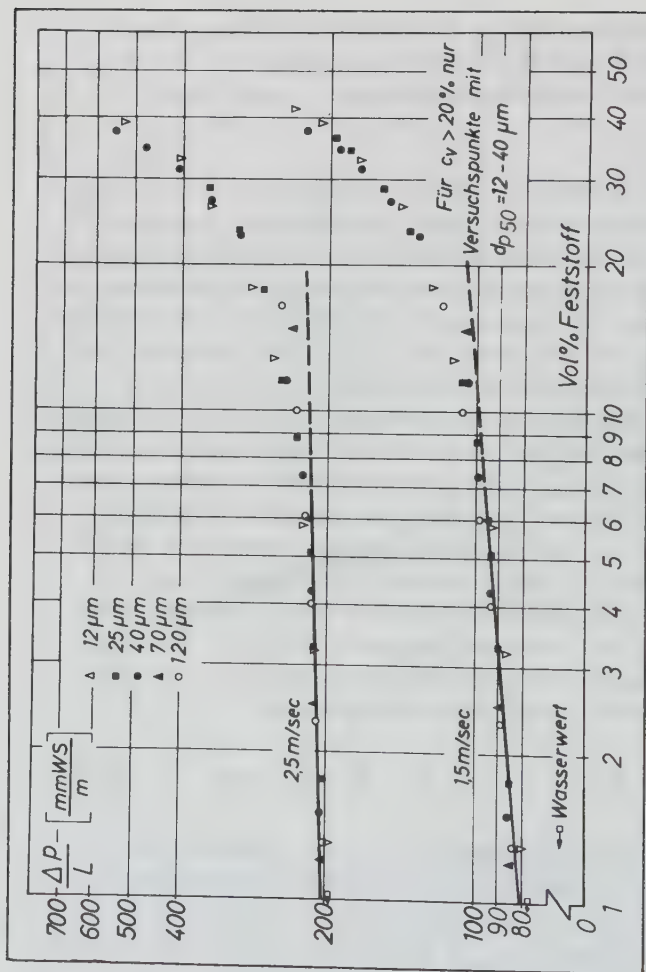


Abb. 31

Suspensionsdruckverluste in Abhängigkeit von der Feststoff-Konzentration bei konstanter Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u} = 1,5$ und $2,5 \text{ m/sec}$

stimmung mit Gleichung (83). Bei höheren Konzentrationen steigt der Druckverlust durch die zunehmende Wechselwirkung der Teilchen untereinander stärker an. Auch hier wird das grundlegend unterschiedliche Verhalten bei Wärmeübergang und Druckverlust deutlich. Die Teilchenwechselwirkung entzieht der Strömung zunehmend Energie und erhöht damit den Druckverlust, wirkt jedoch gleichzeitig dämpfend auf die Turbulenz der Trägerphase und vermindert dadurch den Wärmeübergang.

Obwohl die Messung des Wärmeübergangs wie die des Druckverlustes eine integrale Meßmethode ist, zeigt der Vergleich der Ergebnisse, daß die Wärmeübergangsmessungen bei Zweiphasenströmungen sehr sensitive Kriterien zur Erkennung lokaler, innerhalb der Strömung ablaufender Vorgänge ergeben.

Newitt [51] hat mit der Annahme, daß der Druckverlustbeiwert λ bei Suspensionen gegenüber dem Wasserwert unverändert bleibt, eine Gleichung zur Berechnung des Druckverlustes bei homogenen Suspensionen hergeleitet.

$$\frac{(\Delta p/L)_s - (\Delta p/L)_f}{c_v \cdot (\Delta p/L)_f} = \frac{Q_s - Q_f}{Q_f} \quad (14)$$

Gleichung (14) ergibt im gesamten Konzentrationsbereich zu niedrige Werte, da die Annahme $\lambda = \text{konst.}$ nicht erfüllt ist.

8.4 Druckverluste und Wärmeübergang bei hochkonzentrierten Suspensionen

Während für $c_v < 5 \%$ die Korngröße im untersuchten Bereich keinen Einfluß auf den Druckverlust hat, zeigen die Abb. 23 und 24 bei höheren Konzentrationen deutlich den Unterschied zwischen homogenem und heterogenem Suspensionsverhalten.

Die Sinkgeschwindigkeit ist für $d_{p50} < 40 \mu\text{m}$ so gering, daß die Suspensionen im gesamten Geschwindigkeits- und Konzentrationsmeßbereich homogen sind. Die Druckverluststeigerung hängt praktisch nur von der Konzentration ab.

Heterogene Suspensionen sind dadurch gekennzeichnet, daß die Turbulenz bei kleinen Strömungsgeschwindigkeiten nicht mehr ausreicht, um die Teilchen schwebend zu transportieren. Die Teilchen werden mit abnehmender Geschwindigkeit zuerst "springend" [23] und dann zum großen Teil in Form einer gleitenden Gutschicht am Rohrboden gefördert. Bei noch geringeren Geschwindigkeiten bildet sich ein stationäres Bett aus. Der Druckverlust steigt dadurch stark an, bei höheren Konzentrationen kann es zum Blockieren des ganzen Rohres kommen. Die Abb. 23 und 24 zeigen auf Grund der erheblich stärkeren Druckverluststeigerung bei $\bar{u} = 1,5 \text{ m/sec}$, daß die Suspensionen mit $d_{p50} = 120 \mu\text{m}$ zum Typ der heterogenen Suspensionen gehören. Visuelle Beobachtungen in der Glasrohrstrecke bestätigen diese Erscheinung.

Bei den Körnungen mit $d_{p50} = 40$ und $70 \mu\text{m}$ tritt bei

sehr hohen Konzentrationen ein Wiederabfall der Druckverluste bei höheren Geschwindigkeiten auf. Dieses Verhalten läßt sich wie folgt deuten:

Im Bereich niedriger Geschwindigkeiten wird die Turbulenz des Trägermediums bei hohen Feststoffkonzentrationen so stark ausgedämpft, daß es wie bei den heterogenen Suspensionen zu Sedimentationserscheinungen kommt. Die Teilchen werden größtenteils wie in einem gleitenden Bett gefördert. Während jedoch mit steigender Geschwindigkeit bei heterogenen Suspensionen der Übergang von der Strömung mit einem bewegten Bett zum schwebenden Feststofftransport kontinuierlich erfolgt, bleibt die Struktur der Gutschicht bei den beiden 40 und 70 μm -Körnungen im gemessenen Geschwindigkeitsbereich anscheinend erhalten. Die Turbulenz bleibt damit in einem großen Teil des Rohres auch bei höheren Geschwindigkeiten unterdrückt. Wird durch die Ver-ringerung der Konzentration der turbulente Austauschmechanismus wieder ermöglicht, so steigt der Druckverlust auf Grund der wieder einsetzenden starken Teilchenwechselwirkung erheblich an. Damit wird folgender interessanter Effekt deutlich: Ein Übergang von der homogenen zur heterogenen Strömungsform einer Suspension kann bei vergleichsweise kleinen Teilchen allein durch Erhöhen der Gutkonzentration herbeigeführt werden. Dieser Vorgang ist, wie die Meßergebnisse zeigen, reversibel und sehr gut reproduzierbar. Die 40 und die 70 μm -Körnung stellen somit durch ihr heterogenes Verhalten bei sehr hohen Konzentrationen einen Übergangsbereich zwischen homogenen und heterogenen Suspensionen dar.

Das Druckverlustverhalten der homogenen Suspensionen kann, wie unter Punkt 2.3 angegeben, dann mit rheologischen Fließgesetzen oder der verallgemeinerten von Kármán-Gleichung (18) nach Dodge und Metzner [73] beschrieben werden, wenn die Konstanten k' und n' im laminaren Geschwindigkeitsbereich gemessen sind [72]. Trägt man zur Bestimmung des Fließverhaltens eines bestimmten Mediums die gemessene Wandschubspannung über der Schergeschwindigkeit doppeltlogarithmisch auf, so ist der Umschlag vom laminaren zum turbulenten Bereich durch einen Knick oder Sprung in der Fließkurve [23,72] deutlich erkennbar. Eine entsprechende Auftragung der eigenen Meßergebnisse für $d_{p50} \leq 40 \mu\text{m}$ ergibt im gesamten Geschwindigkeitsbereich jedoch Geraden, deren Steigung größenordnungsmäßig mit $n' \approx 1,7$ für turbulentes Strömungsverhalten repräsentativ ist. Als Tendenz läßt sich angeben, daß die Steigung der Kurven mit zunehmender Konzentration gegenüber der Wasserkurve geringfügig abnimmt. Auf Grund der hohen, auf die Fluidphase bezogenen Reynolds-Zahlen ist die Strömung auch bei großen Feststoffkonzentrationen im untersuchten Geschwindigkeitsbereich turbulent. Das Abknicken der Fließkurven in den laminaren Bereich mit geringerer Steigung wird bei den vorliegenden Untersuchungen nicht erreicht. Eine Darstellung mit Hilfe rheologischer Methoden erscheint somit nicht sinnvoll.

Die Abb. 31 und A12 zeigen, daß die für $\bar{u} = \text{konst.}$ über der Konzentration aufgetragenen Druckverlustkurven für $d_{p50} \leq 40 \mu\text{m}$ bei hohen Konzentrationen eine erheblich größere Steigung aufweisen als im dünnflüssigen Suspensionsbereich. Diese Steigerung

für $c_v > 20\%$ wird durch die sehr starke Wechselwirkung der Teilchen bei den hohen Konzentrationen bewirkt. Im Bereich $c_v < 20\%$ können die Suspensionen in turbulenter Strömung näherungsweise wie Newtonsche Flüssigkeiten betrachtet werden. [81,82]. Krieger und Dougherty [83] geben in einer theoretischen Untersuchung zum Fließverhalten laminarer Suspensionen den Beginn Nicht-Newtonschen Verhaltens durch ein "Zusammenballen" (crowding-effect) der Teilchen für $c_v > 20\%$ an.

Bei höheren Konzentrationen zeigen die Abb. 17, A6 und A7, daß sich die für $u = \text{konst.}$ aufgetragenen Kurven der Wärmeübergangsveränderung gegenüber Wasser für $d_{p50} \geq 40$ um doppelt überschneiden. Der Verlauf der Wärmeübergangszahl α über der Geschwindigkeit mit $c_v = \text{konst.}$ in Abb. A2 bis A4 ist bei diesen Körnungen bis zu hohen Konzentrationen immer nahezu parallel zur Wasserkurve. Der dämpfende Einfluß der Teilchen auf die Turbulenz des Trägermediums ist in diesem Konzentrationsbereich anscheinend bei allen Geschwindigkeiten etwa gleich groß. Die relative Steigerung und Verringerung des Wärmeübergangs ist daher für $\bar{u} = 1,5 \text{ m/sec}$ am stärksten. Bei den höchsten Konzentrationen wird der Einfluß der Geschwindigkeit auf den Wärmeübergang wahrscheinlich durch die auftretenden Sedimentationseinflüsse immer geringer. Die Steigung der Kurven in Abb. A2 bis A4 wird gegenüber der Wasserkurve kleiner, die relative Verschlechterung des Wärmeübergangs damit jedoch bei höheren Geschwindigkeiten wieder größer. Abb. 17 zeigt für $d_{p50} = 120 \mu\text{m}$ besonders deutlich, wie diese beiden Effekte zu einer doppelten Überschneidung der Kurven führen.

8.5. Krümmersdruckverluste

Ähnlich wie bei den Druckverlusten im geraden Rohr markiert die Konzentration $c_v \approx 20\%$ auch bei der Krümmerströmung eine deutliche Grenze zwischen zwei Bereichen (vergleiche Abb.25 und A13).

Für $c_v < 20\%$ verhalten sich die Suspensionen wie Newtonsche Flüssigkeiten, d.h. die Grundstruktur des Trägerfluids bleibt sowohl im geraden Rohr wie im Krümmer erhalten. Damit ist es plausibel, daß die Teilchen den Druckverlust im geraden und im gebogenen Rohr in etwa gleichmäßig beeinflussen und der Umlenkverlustbeiwert ξ_u infolgedessen praktisch unverändert bleibt.

Im Bereich $c_v > 20\%$ zeigt sich je nach der Korngröße eine starke Zu- oder Abnahme des Umlenkverlustbeiwerts mit der Konzentration. Der Tendenzumschlag erfolgt offensichtlich bei $d_{p50} = 40\ \mu\text{m}$, da die Meßwerte für $\varphi/d_1 = 7,6$ und $10,35$ bei dieser Korngröße erheblich stärker streuen als bei den anderen Körnungen. Für $d_{p50} \geq 40\ \mu\text{m}$ ist die Teilchenmasse groß genug, um die Partikel durch die Zentrifugalkraft

$$Z = \frac{m \cdot \bar{u}^2}{\varphi}$$

im Krümmer nach außen zu schleudern und somit die Wandreibung durch die Teilchen sehr stark zu erhöhen. Gleichzeitig wächst im äußeren Teil des Krümmers auch die Reibung der Teilchen untereinander, da der Feststoff hier praktisch in Form einer dichten Packung bewegt wird. Der für die Flüssig-

keitsströmung freie Raum nimmt daher, ähnlich wie bei der Bettbildung im heterogenen Transport bei niedrigen Geschwindigkeiten (vergleiche Abb. A11) mit zunehmender Konzentration immer mehr ab. Als Folge davon tritt zusammen mit der erhöhten Reibung Teilchen/Wand und der Zunahme der Partikelreibung untereinander ein starker Anstieg des Umlenkverlustes ein.

Für $d_p \leq 25 \mu\text{m}$ nimmt der Umlenkverlust mit der Konzentration ab. Die Zähigkeitskräfte sind bei den feinen Teilchen so groß, daß der Feststoff auch im Krümmer etwa gleichmäßig über den Querschnitt verteilt bleibt. Das Strömungsverhalten nähert sich mit steigender Konzentration der Kolbenströmung immer mehr an. Die den Umlenkverlust erzeugenden Querströmungen und Ablöseerscheinungen im Krümmer werden dadurch immer stärker unterdrückt, so daß der Umlenkverlust mit c_v vermindert wird.

Bei Verringerung des Verhältnisses $Q/d_i = 10,35$ auf 7,6 wird der Krümmungsradius um etwa 25 % kleiner, die Zentrifugalkraft Z unter sonst konstanten Bedingungen folglich um 25 % größer. Im Bereich $c_v > 20\%$ liegen tatsächlich bis auf die 120 um-Körnung alle bei $Q/d_i = 7,6$ gemessenen Umlenkverluste etwa um diesen Betrag höher als bei $Q/d_i = 10,35$. Als Tendenz läßt sich somit angeben, daß die Korngröße, bei der der Umschlag von der Abnahme des Umlenkverlustes zum Anstieg mit c_v erfolgt, mit verringertem Krümmungsradius kleiner wird.

9. Zusammenfassung

Bei Feststoff-Flüssig-Suspensionen wurden Wärmeübergangszahlen sowie Druckverluste im geraden Rohr und in Krümmern für folgende Variablenbereiche gemessen:

Reynolds-Zahl, $Re = 80\,000 - 170\,000$
bezogen auf Wasser

Mittlere Korngröße $d_{p50} = 12 - 120\ \mu m$

Volumetrische Feststoffkonzentration $c_v = 0 - 42\ \%$

Die Ergebnisse zeigen ein ausgeprägtes Maximum der Wärmeübergangssteigerung im Konzentrationsbereich $c_v = 3,5 - 5,8\ \%$, das in seiner Höhe stark von der Korngröße und der Reynolds-Zahl abhängt.

Die größte gemessene Steigerungsrate beträgt bei $d_{p50} = 25\ \mu m$ knapp $34\ \%$. Das Ausmaß der Steigerung widerspricht eindeutig der in der Literatur bislang vorherrschenden Meinung [3], daß Feststoffe auf den Wärmeübergang bei Flüssigkeiten nur sehr geringen Einfluß haben.

Im Gegensatz zum Wärmeübergang ergibt sich bei den Druckverlustmessungen im Konzentrationsbereich $c_v \leq 5\ \%$ keine Abhängigkeit von der Korngröße, die Steigerung des Druckverlustes gegenüber reinem Wasser ist mit knapp $8\ \%$ im Konzentrationsbereich des Wärmeübergangsmaximums erheblich geringer. Analogie-

beziehungen zwischen Impuls- und Wärmetransport ähnlich denen bei der einphasigen Strömung sind bei diesen Zweiphasenströmungen also nicht gültig.

Daß der Wärmeübergang durch die Zugabe feinkörniger Feststoffe in relativ geringer Konzentration so beträchtlich gesteigert werden kann und der Druckverlust dabei in vergleichsweise geringem Maß wächst, ist von erheblicher technischer Bedeutung. Der Verschleiß der Apparate und der Abrieb der Teilchen sind wegen der kleinen Korngröße gering, zusätzliche Aggregate wie Rührer o.ä. werden auf Grund der niedrigen Sinkgeschwindigkeit der Teilchen praktisch nicht benötigt. Damit wird die Möglichkeit eröffnet, Feststoff- Flüssig-Suspensionen in Wärmetauschern zur Verbesserung des Wärmeübergangs wirtschaftlich einzusetzen. Bei der Verwendung von Feststoff- Flüssig-Suspensionen in verschiedenen Stufen von Produktionsprozessen in der chemischen Industrie [13-15] liegt die Feststoffkonzentration mit $c_v = 5 - 30 \%$ im allgemeinen jenseits des Wärmeübergangsmaximums. Das Ausmaß der Wärmeübergangsverminderung wird für $c_v > 5 \%$ vor allem von der Korngröße beeinflusst. Unter Berücksichtigung der Kosten für die Zerkleinerung der Feststoffe sowie der für den Stoffübergang Teilchen/Flüssigkeit am besten geeigneten Korngröße kann somit innerhalb bestimmter Grenzen die für den Wärmeübergang günstigste Kombination von Teilchengröße und Feststoffkonzentration eingestellt werden.

Das Wärmeübergangs- und das Druckverlustverhalten der Suspensionen wird im Bereich niedriger Fest-

stoffkonzentrationen, solange die Wechselwirkung der Teilchen untereinander vernachlässigbar ist, mit einer Modellvorstellung über die kinematische Wechselwirkung zwischen Turbulenzballen und Feststoffteilchen in turbulenter Strömung gedeutet. Die Modellvorstellung wird durch die experimentellen Ergebnisse sehr gut bestätigt. Die stärkste kinematische Wechselwirkung zwischen beiden Phasen tritt dann auf, wenn der Turbulenzballen etwa die dreifache Größe des Feststoffteilchens hat. Auf Grund des Modells wird eine Gleichung entwickelt, die im Bereich $c_v < 5\%$ für ein beliebiges System von Rohrdurchmesser, Reynolds-Zahl und Feststoffkonzentration die Berechnung des für den Wärmeübergang optimalen Teilchendurchmessers ermöglicht. Eine von Ebert [41] für den Druckverlust bei Suspensionen mit niedriger Konzentration theoretisch hergeleitete Gleichung wird durch die experimentellen Ergebnisse im Bereich $c_v < 6\%$ sehr gut bestätigt.

10. Anhang

D I A G R A M M E

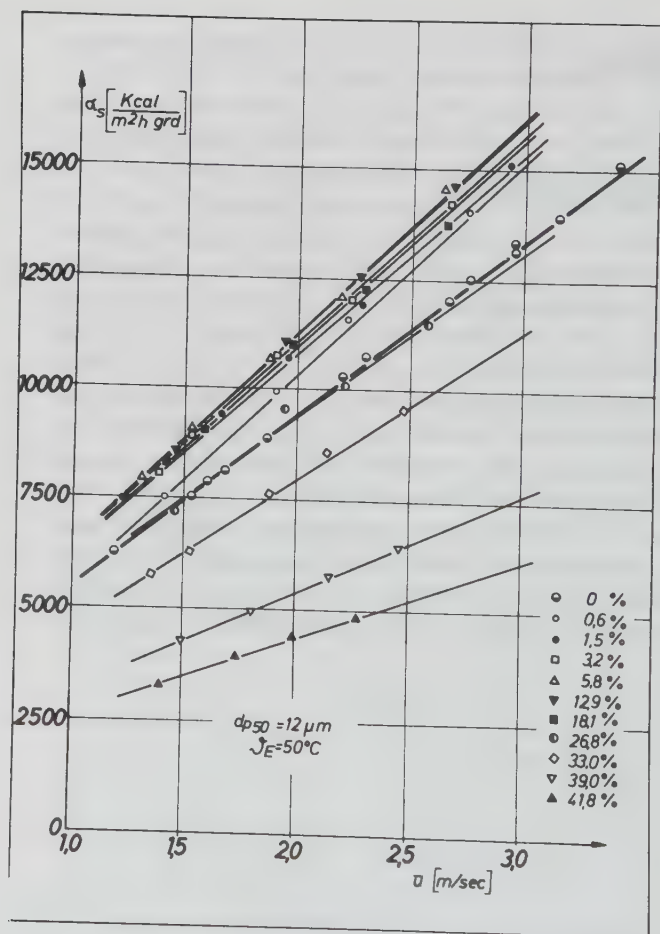


Abb. A1

Abhängigkeit der mittleren Wärmeübergangszahl α_s von der mittleren Transportgeschwindigkeit für die Korngröße $d_{p50} = 12 \mu\text{m}$

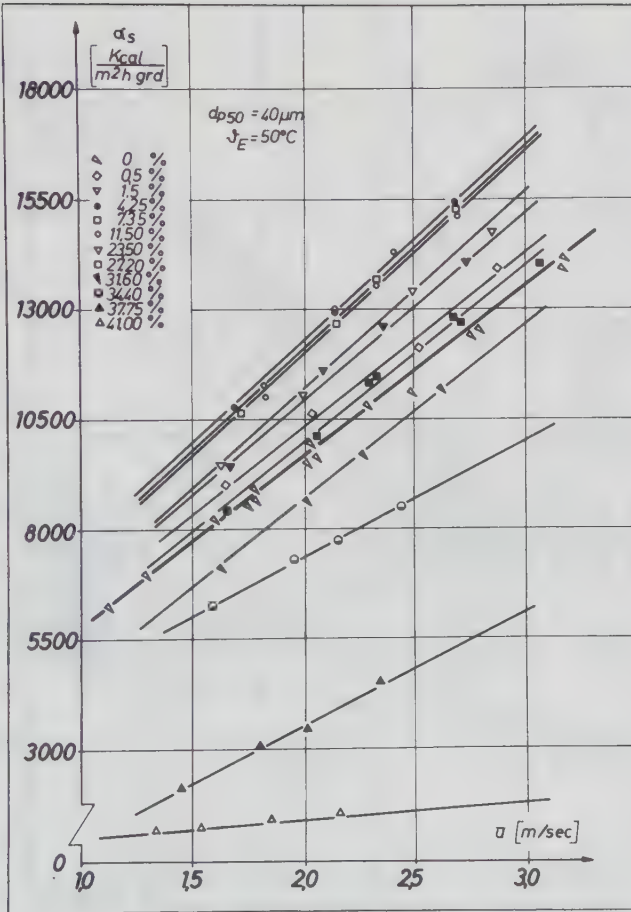


Abb. A2

Abhängigkeit der mittleren Wärmeübergangszahl α_s von der mittleren Transportgeschwindigkeit für die Korngröße $d_{p50} = 40 \mu m$

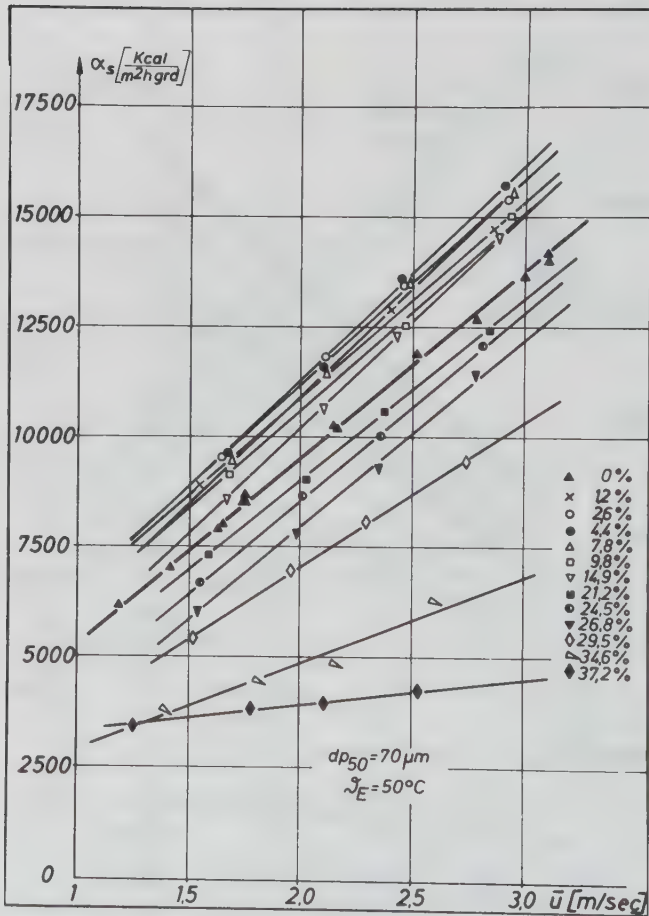


Abb. A3

Abhängigkeit der mittleren Wärmeübergangszahl α_s von der mittleren Transportgeschwindigkeit für die Korngröße $d_{p50} = 70 \mu\text{m}$

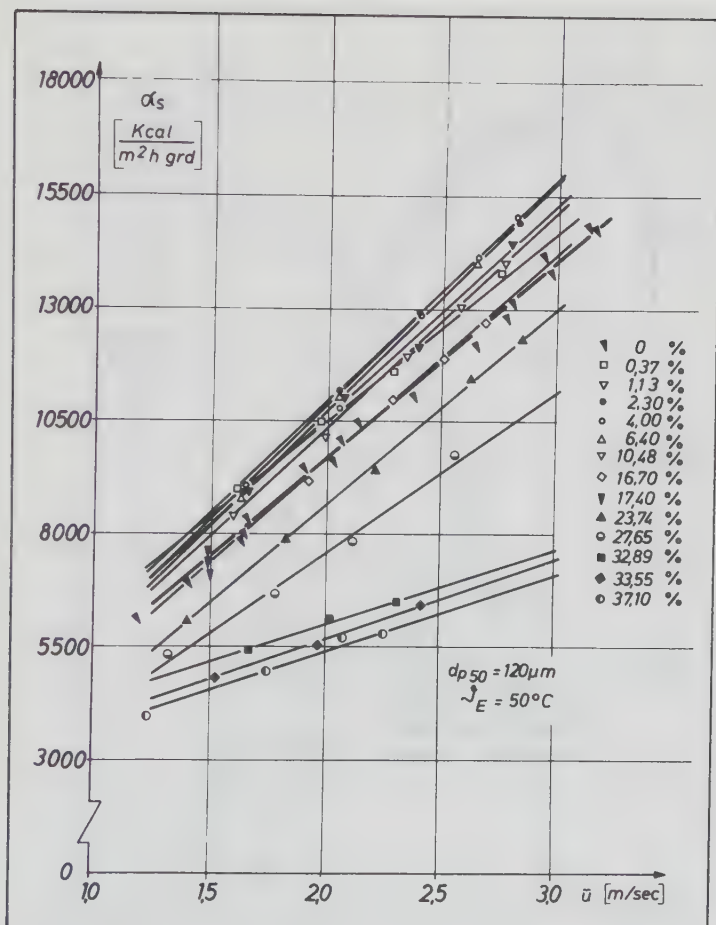


Abb. A4

Abhängigkeit der mittleren Wärmeübergangszahl α_s von der mittleren Transportgeschwindigkeit für die Korngröße $d_{p50} = 120 \mu\text{m}$

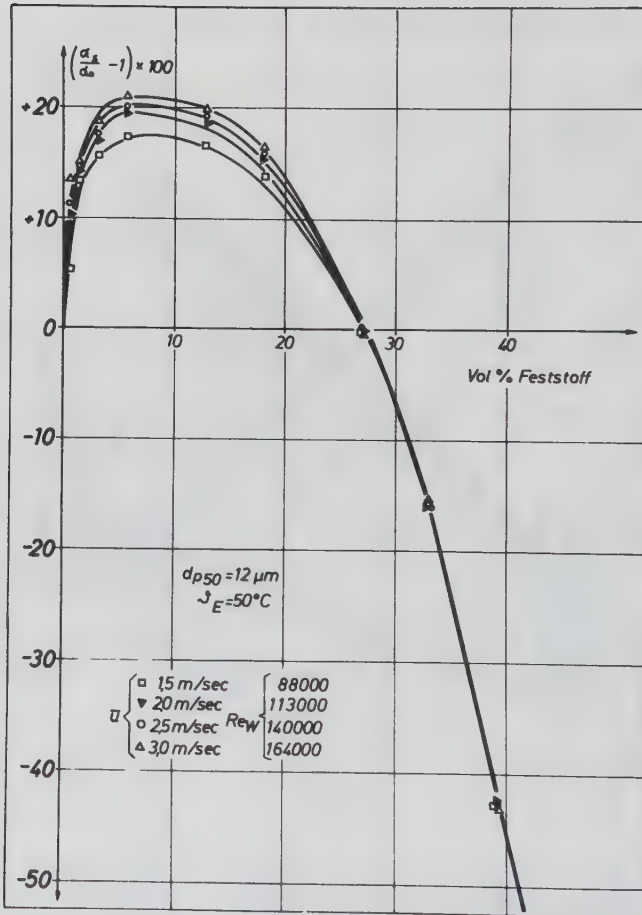


Abb. A5

Dimensionslose Veränderung des Wärmeübergangs gegenüber Wasser in Abhängigkeit von der Konzentration für verschiedene Reynoldszahlen. Korngröße $d_{p50} = 12 \mu m$

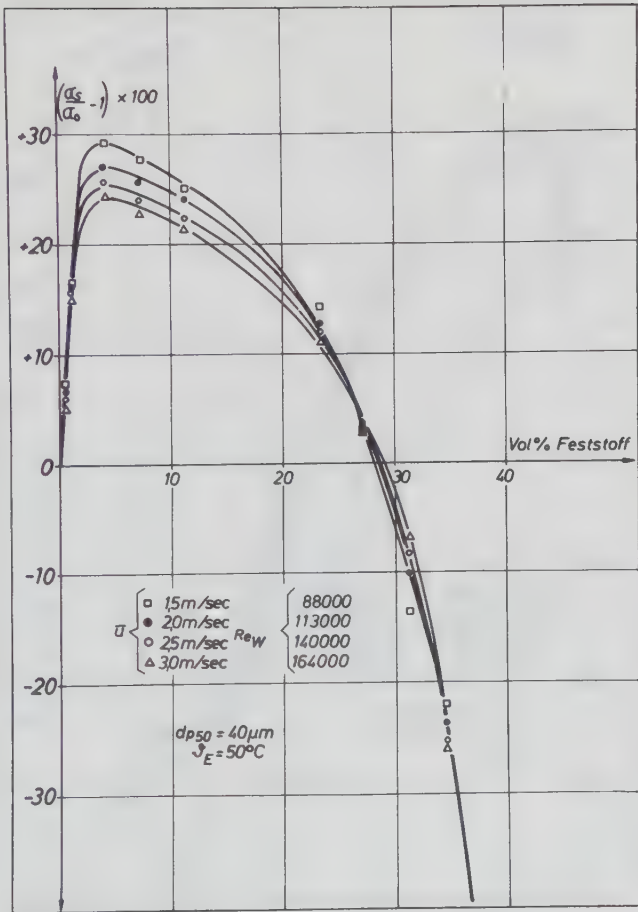


Abb. A6

Dimensionslose Veränderung des Wärmeübergangs gegenüber Wasser in Abhängigkeit von der Konzentration für verschiedene Reynoldszahlen. Korngröße $d_{p50} = 40 \mu m$

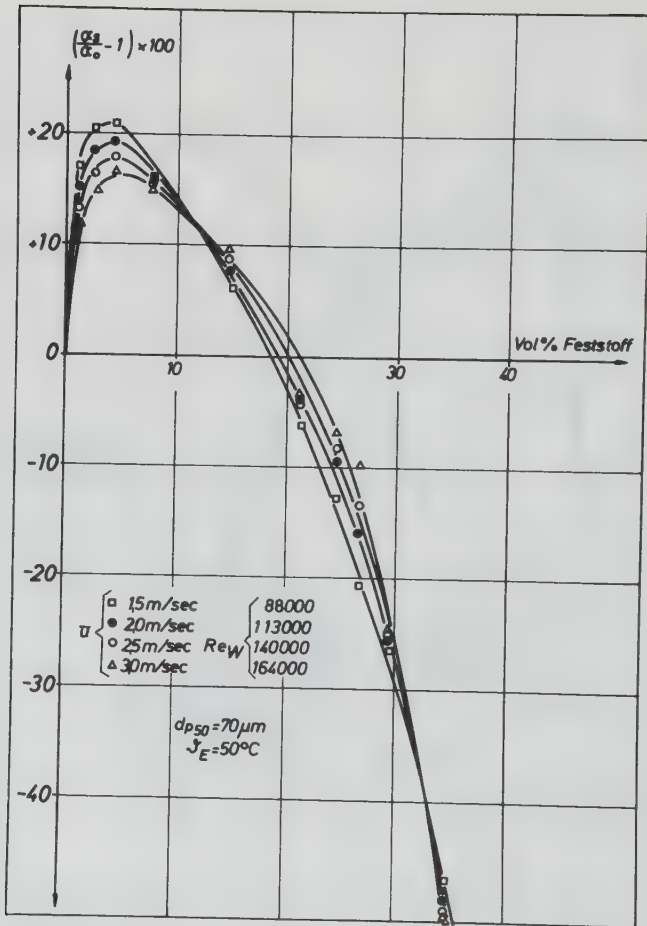


Abb. A7

Dimensionslose Veränderung des Wärmeübergangs gegenüber Wasser in Abhängigkeit von der Konzentration für verschiedene Reynoldszahlen. Korngröße $d_{p50} = 70 \mu m$

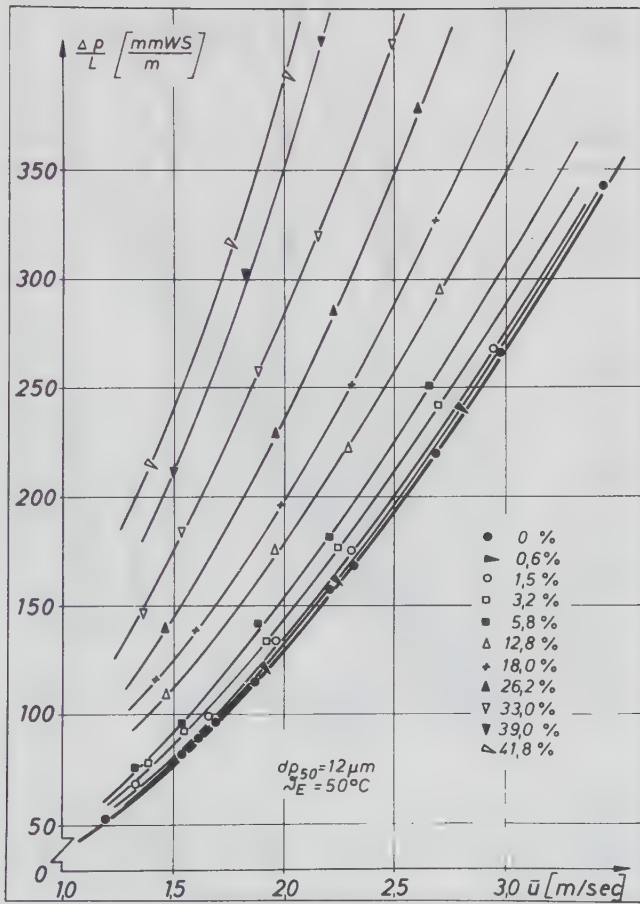


Abb. A8

Druckverluste in Abhängigkeit von der mittleren Transportgeschwindigkeit für verschiedene Konzentrationen.

Korngröße $d_{p50} = 12 \mu\text{m}$

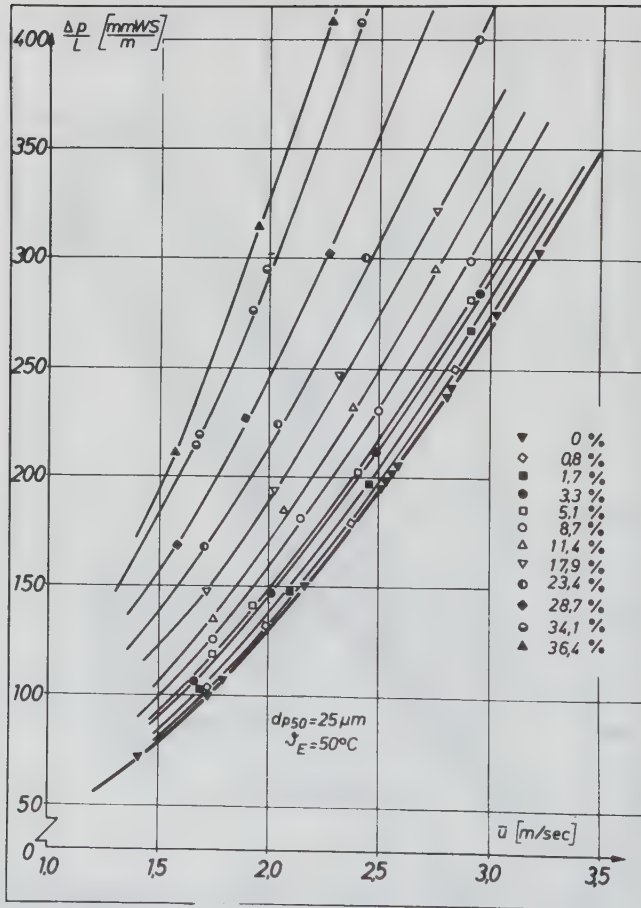


Abb. A9

Druckverluste in Abhängigkeit von der mittleren Transportgeschwindigkeit für verschiedene Konzentrationen.
Korngröße $d_{p50} = 25 \mu m$

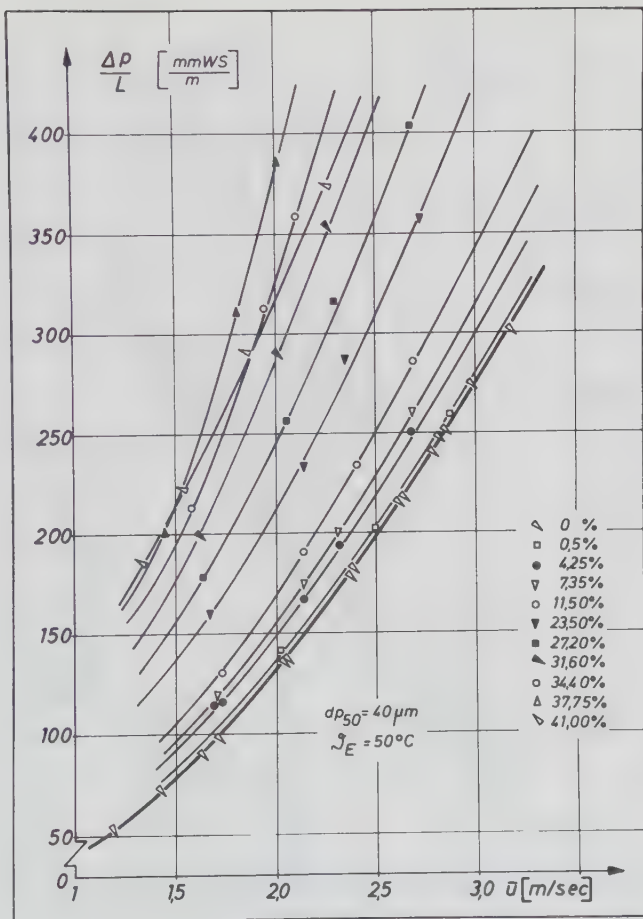


Abb. A10

Druckverluste in Abhängigkeit von der mittleren Transportgeschwindigkeit für verschiedene Konzentrationen.

Korngröße $d_{p50} = 40 \mu\text{m}$

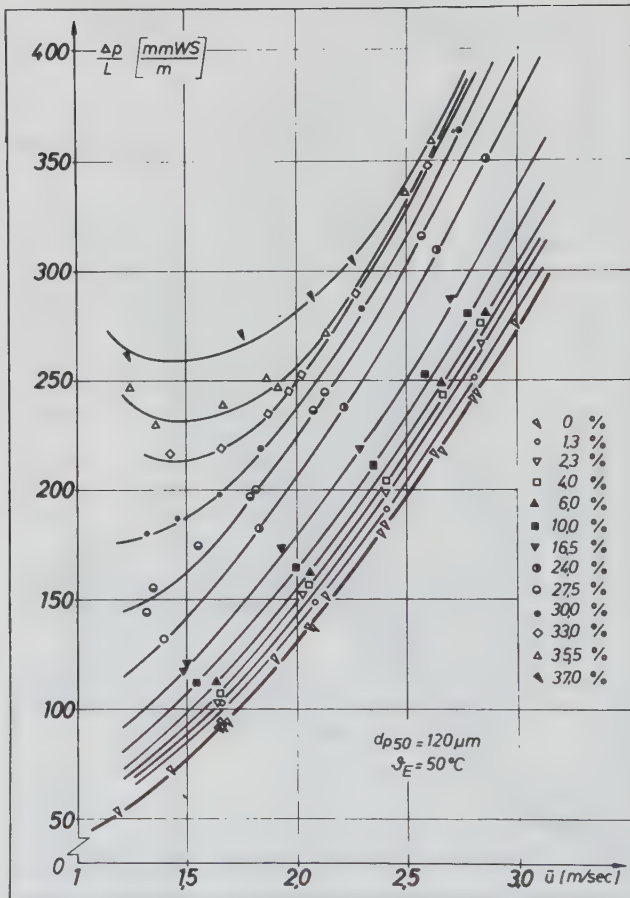


Abb. A11

Druckverluste in Abhängigkeit von der mittleren Transportgeschwindigkeit für verschiedene Konzentrationen.

Korngröße $d_{p50} = 120 \mu\text{m}$

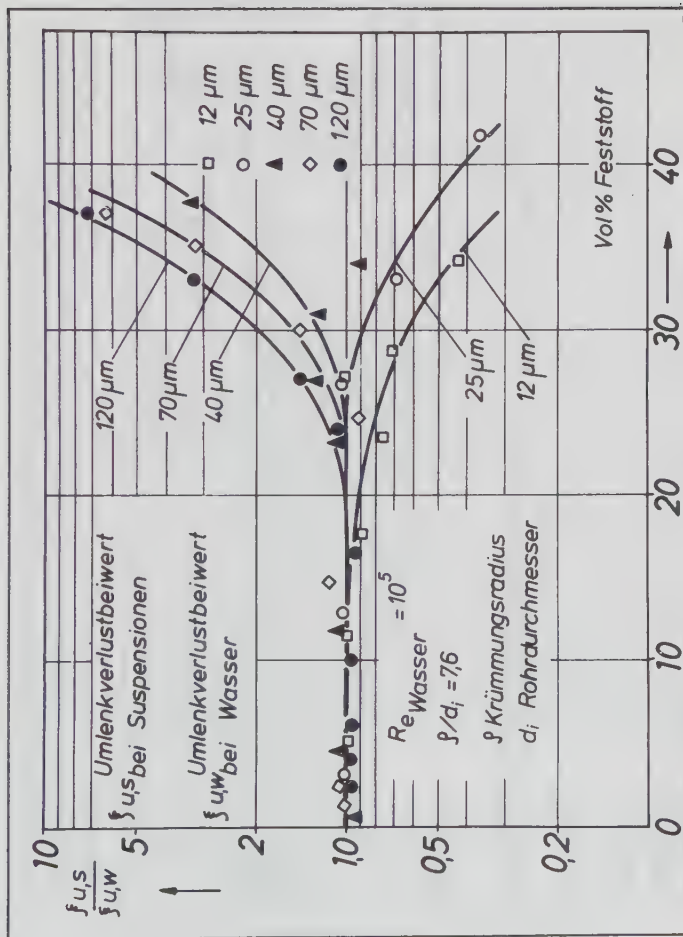


Abb. A13

Bezogener Umlenkverlust bei Suspensionen in Abhängigkeit von der Feststoff-Konzentration. Verhältnis $Q/d_i = 7,6$

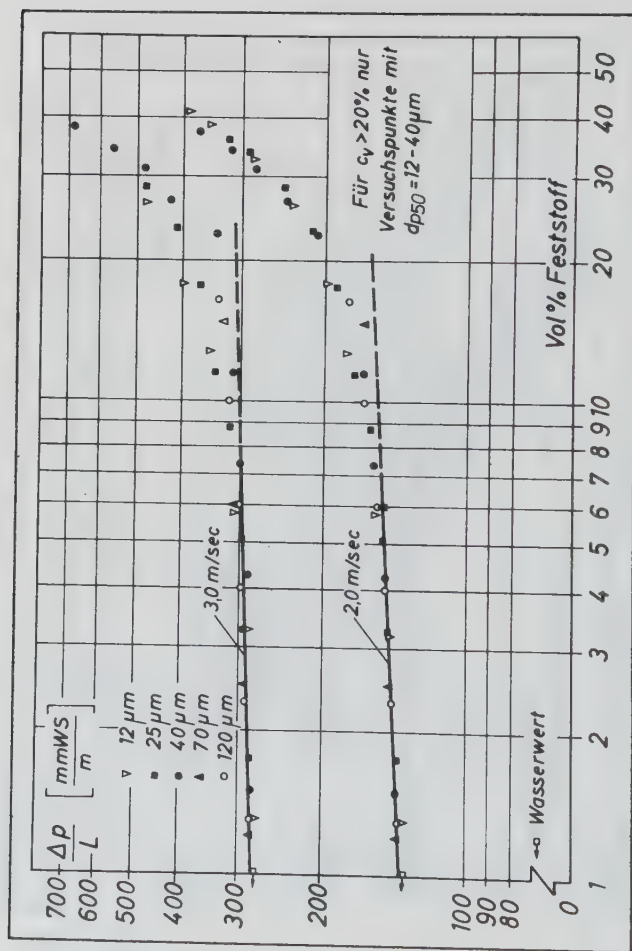


Abb. A12

Suspensionsdruckverluste in Abhängigkeit von der Feststoff-Konzentration bei konstanter Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u} = 2,0$ und $3,0$ m/sec

11. Formelzeichen

Große Buchstaben

A	Ähnlichkeitskoeffizient
A	Fläche
A_T	Austauschgröße für Impuls
C	Konstante
C	Spezifische Wärme
C_D	Widerstandsbeiwert
D	Rohrdurchmesser
D	Summendurchgangswert
$\dot{G}$	Massenstrom
K	Konstante
L	Rohrlänge
L	Integrallängenmaß nach Gleichung (20)
$\dot{Q}$	Wärmestrom
R	Korrelationskoeffizient in Gleichung (19)
R	Rohrradius
T	Integralzeitmaßstab nach Gleichung (21)
T	Temperatur
T'	Temperaturschwankung
$\dot{V}$	Volumenstrom
V	Volumen

Kleine Buchstaben

c	Konzentration
d	Teilchendurchmesser
f	Reibungsfaktor $f = \lambda/4$
g	Erdbeschleunigung
k	Wellenzahl
k'	Steifigkeitsziffer
l	Relaxationslänge
l	Prandtlsche Mischungsweglänge
l_s	Kolmogoroff-Mikrolängenmaß nach Gleichung (24)
m	Teilchenmasse
n	Teilchenanzahl pro Volumeneinheit
n'	Strukturziffer
p'	Druckschwankungskomponente
p	Druck
r	Radius
t_s	Mikro-Zeitmaßstab nach Gleichung (25)
t	Zeit
u_T	Schubspannungsgeschwindigkeit
u	Geschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung
$\bar{u}$	mittlere Geschwindigkeit in Hauptströmungs- richtung
u'	Schwankungsgeschwindigkeit in Hauptströmungs- richtung

$\bar{v}$	mittlere Geschwindigkeit in y-Richtung
v'	Schwankungsgeschwindigkeit quer zur Hauptströmungsrichtung
w^*	Sinkgeschwindigkeit des Einzelteilchens
x	Koordinatenrichtung
x	Gewichtsanteil Feststoff in Gleichung (4)
y	Wandabstand
y^*	dimensionsloser Wandabstand $y^* = \frac{y \cdot u_T}{\nu}$

Griechische Buchstaben

α	Wärmeübergangszahl
δ_v	Dicke der viskosen Unterschicht
δ_B	Dicke der Übergangsschicht
ϵ	lokale Dissipationsrate
ϵ_T	turbulente Scheinzähigkeit
ϵ_q	turbulente Wärmeaustauschgröße
η	dynamische Zähigkeit
ϑ	Temperatur
κ	von Kármán-Konstante
λ_g	Mikrolängenmaß
λ	Reibungsbeiwert
λ	Wärmeleitfähigkeit
$\bar{\lambda}$	mittlere freie Weglänge
ν	kinematische Zähigkeit

ρ	spezifische Dichte
σ	Streuung
τ	Zeitverschiebung in Gleichung (19)
τ	Schubspannung
τ	Relaxationszeit
ΔG	Gewichtsdifferenz
Δp	Druckdifferenz
ξ_u	Umlenkverlustbeiwert
Δt	Temperaturdifferenz

Indizes, bezogen auf

f	Fluid
fl	mittlere Fluidtemperatur
i	Koordinatenrichtung
j	Koordinatenrichtung
k	Koordinatenrichtung
m	mittlerer Abstand
m	Masse
p	Partikel
s	Suspension
t	Zeit
u	Geschwindigkeit
v	Strömungsgeschwindigkeit in y-Richtung
v	Volumen
w	Wand

Dimensionslose Kennzahlen

Fr Froudezahl

$$Fr = \frac{\bar{u}}{\sqrt{g \cdot D}}$$

Fr_p Partikel-Froudezahl

$$Fr_p = \frac{w^*}{\sqrt{g \cdot d_p}}$$

Nu Nusseltzahl

$$Nu = \frac{\alpha \cdot D}{\lambda_f}$$

Pr Prandtlzahl

$$Pr = \frac{\nu \cdot c_f \cdot \varrho_f}{\lambda_f}$$

Pr_t turbulente Prandtlzahl

$$Pr_t = \frac{\varepsilon_q}{\varepsilon_t}$$

Re Reynoldszahl

$$Re = \frac{\bar{u} \cdot D}{\nu}$$

Re_a allgemeine Reynoldszahl

$$Re_a = \frac{D^{n'} \cdot u^{2-n'} \cdot \varrho}{k' \cdot 8^{n'-1}}$$

St Stokeszahl

$$St = 1/D$$

j Wärmeübergangsfaktor

$$j = Nu/Pr^{1/3}$$

12. Literaturverzeichnis

- [1] Hinze, J.O. Turbulence McGraw - Hill Book Company 1959
- [2] Soo, S.L. Fluid Dynamics of Multiphase Systems Blaisdell Publishing Company 1967
- [3] Boothroyd, R.G. Flowing Gas - Solids Suspensions Chapman and Hall L.T.D. 1971
- [4] Orr, C. und J.M. Dallavalle AICHE annual Meeting St. Louis, Mo. Dec 1953. Symposium Series No. 9
- [5] Salamone, J.J. Thesis New York University 1954
- [6] Kofanov, V.I. Int. Chem. Eng. 4, No 3, Juli 1964 S. 426/430
- [7] Thomas, D.G. AICHE J. 6, No 4, 1960, S.631
- [8] Bonilla, et al. Heat Transfer Symp. 44th. Annual Meeting, Am. Inst. Chem. Engrs. December 1951
- [9] Miller, A.P. Thesis University of Tennessee 1953
- [10] Brandon, C.A. Thesis University of Tennessee 1968
- [11] Thornton, W.A. The Hydraulic Transport of Solids in Pipes - A Bibliographie BHRA 1970
- [12] Zandi, I. Advances in Solid-Liquid Flow in Pipes and its Application Pergamon Press 1971
- [13] Bielfeldt, K. Journal of Metals, 48, Sept 1968, S. 46/54
- [14] Lanyi, B. Symp. Baux. Oxydes 1963, S. 105/117
- [15] Bielfeldt, K. und W. Arnswald Aluminium, 43, 1967. 6. S. 355/360

- [16] Wiedenroth, W. Dissertation T.H. Hannover 1967
- [17] Weizel, W. Lehrbuch der theoretischen Physik
Band I, Springer Verlag 1963
- [18] Davidson, J.F., Pearson, J.R.A. und V.A. Vanoni
J. Fluid Mech. 1969, 39, 2. S. 375/405
- [19] Rotta, J.C. Turbulente Strömungen B.G. Teubner
Verlag, Stuttgart 1972
- [20] Gas Suspension Task III Final Report. Report
No. 1201 und 1207, Babcock and Wilcox Co. Lynch-
burg, Virginia 1960
- [21] Hawes, R.I. et al. Report No. AEEW - R244, Bri-
tish Atomic Energy Establishment Laboratory, Win-
frith, England 1965
- [22] Pfeffer, R.S., S. Rossetti, und S. Lieblein
NASA TN D - 3603, Lewis Research Center, Cleve-
land, Ohio 1966
- [23] Govier, G.W. und M.E. Charles Engineering J.
44 (8), 50 - 7 (Aug 1961)
- [24] Mc Math, R.E. Van Nostrand's Engineering Magazine
S. 36, 1883
- [25] Vanoni, V.A. Trans. ASCE Publication 2267, 111,
67, 1964
- [26] Zandi, I. J. American Waterworks Association, 59
(2), 213-16 (Feb. 1967)
- [27] Babkowicz, A. J. und W.H. Gauvin Pulp and Paper
Research Institute of Canada. TR 357, 1964
- [28] Johnstone, R.E. und Thring, M.W. Pilot Plants,
Model and Scale-up Methods in Chemical Engineering
McGraw - Hill Book Co. New York 1957, S. 119 - 120

- [29] Soo, S.L. Gas - Solid - Flow. Engineering Res. Pub. No. 45, Rutgers, U. New Brunswick, N.J. 1964, S. 1
- [30] Haque, H. und R.G. Boothroyd Powder Techn. 2 (1969) 305. Korrigiert 3 (1970)
- [31] Mehta, N.C., J.M. Smith und E.W. Comings Ind. Eng. Chem. 49, 986 - 992, 1957
- [32] Zenz, F.A. und D.E. Othmer Fluidization and Fluid-Particle Systems Reinhold Publishing Corp. New York, 1960
- [33] Batchelor, G.K. Homogeneous Turbulence University Press, Cambridge, 1953
- [34] Irmay, S. J. Basic Engr., Trans. ASME, 82, S. 961 - 971, 1960
- [35] Schlichting, H. Grenzschichttheorie G. Braun Verlag, Karlsruhe, 1965
- [36] Reynolds, A.J. Thermofluid Dynamics. Wiley - Interscience, London, New York, 1971
- [37] Prandtl, L. ZAMM 5, S. 136/139, 1925
- [38] Reichardt, H. Archiv Ges. Wärmetechnik 2, S. 129/142, 1951
- [39] Lapple, C.E. und Shepperd Ind. Eng. Chem. 32, 605, 1940
- [40] Nikuradse, J. Gesetzmäßigkeiten der turbulenten Strömung in glatten Röhren Forsch... 256, Berlin, 1932
- [41] Ebert, K.F. D.L.R. Forschungsbericht 72 -27, 1972
- [42] Tchen, C.M. Thesis Delft, veröffentlicht von Martinus Nijhoff, Den Haag, 1947

- [43] Soo, S.L. Chem. Eng. Sci. 5, S. 399, 1965
- [44] Friedlander, S.K. AIChE J. 3, S. 381, 1957
- [45] Chao, B.T. Österreichisches Ingenieur Archiv 18, 1/2, S. 7, 1964
- [46] Hjelmfeldt, A.T. und L.F. Mockros App. Sci. Res. A16, S. 149, 1966
- [47] Adam, J. Dissertation TH Karlsruhe 1968
- [48] Gröber, Erk, Grigull Wärmeübertragung Springer Verlag Berlin, Göttingen, Heidelberg, 1963
- [49] Boothroyd, R.G. Trans. ASME (J. Eng. Ind.) 91B, S. 303/314, 1969
- [50] Brea, F.M. und W. Hamilton Trans. Chem. Engrs. 49, S. 196/203, 1971
- [51] Newitt, D.M. et al. Trans. Instn. Chem. Engrs. 33, S. 93/113, 1955
- [52] Boothroyd, R.G. Chem. and Proc. Engng. 50, 10, S. 108, 1969
- [53] Elata, C. und A.T. Ippen The dynamics of open channel flow of neutrally boyant particles M.I.T. Hydrodynamics Laboratory Techn. Report No. 45, Januar 1961
- [54] Vanoni, V.A. und N.H. Brooks Report No. E-68 Sedimentation Laboratory, Calif. Inst. of Technology, Pasadena, Calif., December 1957
- [55] Tareef, B.M. Colloid J. (U.S.S.R.) 6, 545, 1940
- [56] Durand, R. Proc. Minnisota Internat. Hydraulics Convention, S. 89/103, 1953
- [57] Richter, H. Rohrhydraulik Springer Verlag 1962

- [58] Hengstenberg, J. Messen und Regeln in der Chemischen Technik Springer Verlag 1964
- [59] Mac Adams Heat Transmission McGraw - Hill Publishing Company 1951
- [60] Sieder, E.N. und G.E. Tate Ind. and Eng. Chemistry, 1429/1435, Dec. 1936
- [61] Tietjens, O. Strömungslehre Band II, Springer Verlag 1970
- [62] Hausen, H. Wärmeübertragung im Gegenstrom, Gleichstrom und Kreuzstrom Berlin, Göttingen, Heidelberg 1950
- [63] Knittredge, C.P. und D.S. Rowley Trans. ASME 1759/66, 1957
- [64] Hofmann, A. Mitt. Hydraul. Inst. TH München Heft 3, 1929
- [65] Wasielewski, R. Mitt. Hydraul. Inst. TH München, Heft 5, 1932
- [66] Stange, K. Angewandte Statistik Springer Verlag 1971, Band I und II
- [67] Depew, C.A. und F. Farbar J. Heat Transfer, Trans. ASME, 85, S. 164/172, 1963
- [68] Tien, C.L. J. Heat Transfer, Trans ASME, 83 S. 183/188, 1961
- [69] Townsend, E. Proc. Roy. Soc., 289 A, S. 235/246 1966
- [70] Hatschek, E. The Viscosity of Liquids G. Bell and Sons, LTD. London 1928
- [71] Laufer, J. NACA - TR - 1174, National Bureau of Standards, Washington, D.C. 1954

- [72] Hoppe, K.H. Rohre, Rohrleitungsbau. Rohrleitungstransport. 3, S. 1/24, Juni 1966
- [73] Haroske, D. und E.-O. Reher Wissenschaftliche Zeitschrift 11, 2, S. 139/155, 1969
- [74] Metzner, A.B. und J.C. Reed AIChE J. 1, 434, 1955
- [75] Dodge, D.W. und A.B. Metzner AIChE J. 5, 189, 1959
- [76] Skelland, A.H.P. Non-Newtonian Flow and Heat Transfer John Wiley and Sons, New York, London, Sydney 1967
- [77] Reiner, M. Rheologie Carl Hanser Verlag, München 1968
- [78] Eirich, R. Rheology. Theory and Applications Academic Press, New York, London, Band I -IV, 1967
- [79] Brauer, H. Grundlagen der Einphasen- und Mehrphasenströmungen Verlag Sauerländer 1971
- [80] Resch, F.J. Journal of the Hydraulics Division ASCE Proceedings, HY 3, S. 787/800, März 1970
- [81] Winning, M.D. Thesis in Chem. Eng. Univ. of Alberta, 1948
- [82] Caldwell, D.H. und H.E. Babitt. Trans. AIChE, 37, 1941. S.237
- [83] Krieger, I.M. und Th. Dougherty. Trans. Soc. Rheology 3, S.137/152, 1959

Herrn Prof. Dr.-Ing. O. Molerus möchte ich verbindlich für die Möglichkeit danken, diese Untersuchungen am Institut für Mechanische Verfahrenstechnik der Universität Erlangen-Nürnberg durchzuführen, sowie für sein stetes Interesse und die tatkräftige Förderung der Arbeit.

Der Lurgi Chemie und Hüttentechnik G.M.B.H. sei an dieser Stelle für die Bereitstellung der Sach- und Personalmittel zur Finanzierung der Arbeit gedankt. Insbesondere Herrn Dr.-Ing. L. Reh, Leiter der Abteilung Forschung und Entwicklung der Lurgi Chemie und Hüttentechnik G.M.B.H., möchte ich herzlich für seine Unterstützung und für viele wertvolle Hinweise danken.

Mein Dank gilt ebenfalls allen Mitarbeitern des Instituts für Mechanische Verfahrenstechnik, die zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben, besonders Herrn Dr.-Ing. K.F. Ebert für viele Anregungen und klärende Diskussionen, ebenso Frau Brigitte Lehmann für ihre Einsatzfreudigkeit bei der Durchführung und Auswertung des umfangreichen Versuchsprogramms, sowie Fräulein Rita Scheffler für die Herstellung von Diagrammen und Fotografien.

Weiterhin danke ich Herrn Direktor E.U. Hammann-Kloss, Vorstandsmitglied der Hartmann und Braun AG, Frankfurt, für die großzügige Überlassung einer automatischen Umschalt- und Registriereinrichtung zur Temperaturmessung.

LEBENS LAUF

=====

- 1944 Geboren am 19. Januar in Frankfurt/Main
als Sohn des Dipl.-Ing. Hans Plass und
seiner Frau Elfriede, geb. Rehr. Mein Vater
fiel am 1. November 1944 als Oberleutnant
d. Res. in Holland.
- 1950-1954 Besuch der Volksschule in Emden.
- 1954-1963 Besuch des Gymnasiums für Jungen in Emden.
- 1963 Reifeprüfung am 20. Februar.
- 1963-1969 Studium des Maschinenbaus an der Technischen
Hochschule Darmstadt.
Praktikantentätigkeit:
Rheinstahl-Nordsee-Werke AG, Emden
Frisia Erdölraffinerie AG, Emden
Borsig AG, Berlin.
- 1969 Diplomhauptprüfung am 8. Mai.
- 1969 Ab 1. August Mitarbeiter in der Abteilung
Forschung + Entwicklung der Lurgi Chemie
und Hüttentechnik GmbH.
- 1970-1972 Vom 1. Mai 1970 bis 31. Dezember 1972 in
Zusammenarbeit mit der Lurgi Chemie und Hütten-
technik GmbH als wissenschaftlicher Mitarbeiter
am Lehrstuhl und Institut für Mechanische
Verfahrenstechnik der Universität Erlangen-
Nürnberg tätig.

Offsetdruck-Fotodruck

J. Hegl, 8520 Erlangen, Hauptstr. 109 (Nähe Martin-Luther-Platz) Tel.22990